



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DESCRIPCIÓN TEÓRICA DEL *AFTERGLOW* EN LA TRANSICIÓN DE VIENTO
ESTELAR A MEDIO INTERESTELAR PRESENTE EN EL GRB 160625B

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
MARÍA CRISTINA ORDAZ SALAZAR

TUTOR:
DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.

DICIEMBRE 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

María Cristina Ordaz Salazar: *Descripción teórica del afterglow en la transición de viento estelar a medio interestelar presente en el GRB160625B*, © Diciembre 2018

ÍNDICE GENERAL

1	INTRODUCCIÓN	1
I	DESTELLOS DE RAYOS GAMMA	3
2	ANTECEDENTES	5
2.1	Propiedades temporales	5
2.2	Propiedades espectrales	7
2.3	Distribución de GRBs	8
2.4	La Década de BATSE	9
2.4.1	Búsqueda de contrapartes de GRBs	10
2.5	BeppoSAX y la era del afterglow	11
2.5.1	GRBs sin contraparte óptica	12
2.5.2	Jets y colimación	12
2.5.3	La conexión entre supernovas y GRBs	12
2.5.4	Afterglows en rayos X	13
2.6	HETE-2 y Swift	13
2.6.1	Flashes de rayos X	14
2.7	SWIFT	14
2.7.1	Progenitores	17
2.8	Telescopio Espacial Fermi	18
3	AFTERGLOWS	19
3.1	Componentes generales de un GRB	19
3.2	Choques relativistas	19
3.3	Parámetros microfísicos	20
3.4	Procesos radiativos	20
3.4.1	Emisión de sincrotrón	21
3.4.2	Auto-absorción de sincrotrón	27
3.4.3	Radiación de Compton inverso	28
3.5	Teoría de <i>afterglows</i>	29
3.5.1	Interacción con el medio interestelar	29
3.5.2	Curvas de luz para enfriamiento lento	33
3.5.3	Jet break	34
3.6	Viento estelar	36
3.6.1	Espectro de sincrotrón en choques hacia adelante	38
3.6.2	Sincrotrón self-Compton (SSC)	39
3.6.3	Choques hacia atrás	41
3.7	Transición de viento a medio interestelar	45
II	DATOS Y RESULTADOS	49
4	ANÁLISIS Y REDUCCIÓN DE DATOS	51
4.1	Observaciones y reducción de datos	51
4.2	Análisis de datos	52
4.3	Resultados y discusión	55

5	CONCLUSIONES	61
III	APÉNDICE	63
A	CÁLCULOS	65
A.1	Curva de luz de sincrotrón en medio interestelar para un choque hacia adelante	65
A.1.1	Enfriamiento Lento	65
A.1.2	$v_m > v$	65
A.1.3	$v_c > v > v_m$	66
A.1.4	$v > v_c$	67
A.2	Curvas de luz de sincrotrón en medio interestelar para un choque hacia adelante después del jet break	68
A.2.1	Enfriamiento lento	68
A.2.2	$v_m > v$	68
A.2.3	$v_c > v > v_m$	69
A.2.4	$v > v_c$	70
	BIBLIOGRAFÍA	71

ACRÓNIMOS

GRB *Gamma Ray Burst*
GBM *Gamma Burst Monitor*
IPN *InterPlanetary Network*
CGRO *Compton Gamma-Ray Observatory*
BATSE *Burst And Transient Source Experiment*
BACODINE *BATSE Coordinates Distribution Network*
GRBM *GRB Monitor*
WFC *Wide Field Cameras*
XRFs *X-Ray Flashes*
BAT *Burst Alert Telescope*
XRT *X-Ray Telescope*
UVOT *Ultra-Violet/Optical Telescope*
GCN *Gamma-ray Coordinates Network*
LAT *Large Area Telescope*
ISM *Interstellar Medium*
SSC *Synchrotron Self Compton*
NS *Neutron Star*
SED *Spectral Energy Distribution*

INTRODUCCIÓN

Dentro de los fenómenos más interesantes del universo, se encuentran los destellos de rayos gamma ó *gamma ray bursts*, frecuentemente abreviados como GRBs, siglas que se usarán a lo largo de este trabajo. Los GRBs son los eventos electromagnéticos observables más energéticos del universo. Tienen duraciones que van desde milisegundos hasta horas. usualmente después de la primera emisión en rayos gamma, se observa otra emisión más prolongada llamada *afterglow*, en longitudes de onda más largas tales como: rayos x, ultravioleta, infrarrojo, microondas, radio y óptico.

El descubrimiento de los GRBs se dió de manera accidental en 1967, y en las dos décadas siguientes surgieron bastantes modelos que trataron de explicar las observaciones. Uno de los principales problemas que surgió desde un principio, fue que los GRBs eran imposibles de predecir y además debido a la corta duración de su emisión principal, eran muy difíciles de observar. Por estas razones se comenzaron a desarrollar instrumentos y satélites exclusivos para el estudio de los GRBs. Sin embargo, a pesar de tener más datos observacionales, no se tenía seguridad acerca de cuáles eran los progenitores de estos eventos. En la década de los ochenta la teoría más aceptada de su origen, era que se trataban de estrellas de neutrones que estaban en nuestra misma galaxia; aunque con el paso de los años, esta teoría fue encontrando más puntos en contra hasta que surgió la propuesta de que los GRBs provenían de fuentes extragalácticas, la cual es la teoría aceptada hasta ahora y que se sigue confirmando; con las explosiones de supernova como progenitores de los GRBs largos; y las fusiones de dos estrellas de neutrones o dos agujeros negros, o bien una estrella de neutrones y un agujero negro, como progenitores de los GRBs cortos. Este contexto histórico se revisa de manera extensa en el Capítulo 1: Antecedentes.

Este trabajo está basado en el artículo publicado en la revista *Astrophysical Journal*, con título "*Theoretical description of GRB160625B with wind-to-ISM transition and implications for a magnetized outflow*", del cual soy coautora junto con mi tutor el Dr. Nissim Illich Fraija Cabrera, entre otros investigadores (Fraija y col., 2017). Dicho artículo hace uso del modelo de choques externos para explicar el *afterglow* observado en el GRB 160625B, un GRB largo asociado con el colapso de una estrella masiva de tipo Wolf-Rayet y de los más brillantes que ha habido en los últimos años. Este GRB fue detectado por el Monitor de Destellos de Rayos Gamma de Fermi a las 22:40:16.28 del 25 de junio de 2016; poco después Fermi-LAT observó un pulso óptico proveniente del mismo lugar del cielo a las 22:43:24.82. Se detectaron más de 300 fotones con energías mayores a 100 MeV, siendo el fotón más energético de 15 GeV observado 345 segundos después de la detección inicial. Este evento también fue observado con varios telescopios óp-

tivos como son: el observatorio Pi of the Sky, Mini-Mega TORTOLA, TSHAO, AbAO, Mondy, CrAO, Maidanak, SAO RAS y el instrumento RATIR.

El Capítulo 2 contiene todos los conceptos principales para el subsecuente desarrollo del modelo de choques externos. Haciendo uso de este modelo explica las observaciones del *afterglow* temprano mediante los choques del material eyectado con el viento estelar y al *afterglow* tardío mediante los choques con el medio interestelar. Además, se tiene una transición cuando el material de la explosión pasa de viento estelar a medio interestelar y ésta se analizó, obteniendo los radios de transición entre ambos medios y el radio de terminación del choque más externo.

En el Capítulo 3 se exponen los resultados obtenidos al comparar las observaciones del *afterglow* del GRB 160625B, con el modelo desarrollado en el Capítulo 2. Realicé una minimización de χ^2 con el software ROOT y la librería RooFit, obteniendo el mejor ajuste a los datos observacionales. La última parte contiene las conclusiones obtenidas y algunas implicaciones interesantes.

Parte I

DESTELLOS DE RAYOS GAMMA

ANTECEDENTES

Después del descubrimiento de los destellos de rayos gamma (GRBs por sus siglas en inglés "*Gamma Ray Bursts*"), las principales preguntas a contestar eran ¿Cuál era exactamente su origen? ¿Cómo eran producidos? y ¿Dónde los buscamos? En este capítulo se resumirán algunos de los eventos más importantes en la historia del descubrimiento y estudio de los GRBs, los retos que han tenido que afrontar los investigadores y algunas de las teorías más importantes formuladas acerca de los GRBs y sus *afterglows*, las cuales cambiaron totalmente la forma en que los estudiamos hoy en día.

Los destellos de rayos gamma, desde ahora referidos sólo GRBs, son fenómenos ultra energéticos que pueden ser detectados en cualquier lugar del cielo. Estos destellos son breves, con duraciones que van desde milisegundos hasta cientos de segundos y son lo suficientemente brillantes como para opacar a otras fuentes observables de rayos gamma.

El primer GRB fue descubierto accidentalmente el 2 de Julio de 1967, por los satélites militares VELA diseñados para buscar indicios de pruebas nucleares en la atmósfera durante la época de la guerra fría. Estos satélites también observaron curvas de luz de otros GRBs, encontrando gran variedad de formas en éstas y se hizo un intento por clasificar a los GRBs de acuerdo a ellas pero sin éxito. En la figura 1 se muestra la tasa de cuentas en función del tiempo del GRB del 12 de agosto de 1970. (Klebesadel y col., 1973).

A continuación se resumen algunas de las principales propiedades observacionales de los GRBs.

2.1 PROPIEDADES TEMPORALES

Muy pronto en la historia de los GRBs se observó que las duraciones de éstos parecían tener una distribución bimodal; por ejemplo Mazets y col., (1981) con datos de Cosmos 461 y las sondas Venera 11 y Venera 12 hallaron esta distribución bimodal, así como Norris y col., (1984) y Kouveliotou y col., (1993). En la figura 2 se observa que los GRBs están divididos en dos grupos distintos de acuerdo a la duración de su emisión principal T_{90} : los llamados GRBs largos con $T_{90} > 2$ seg, y los GRBs cortos con $T_{90} < 2$ seg.

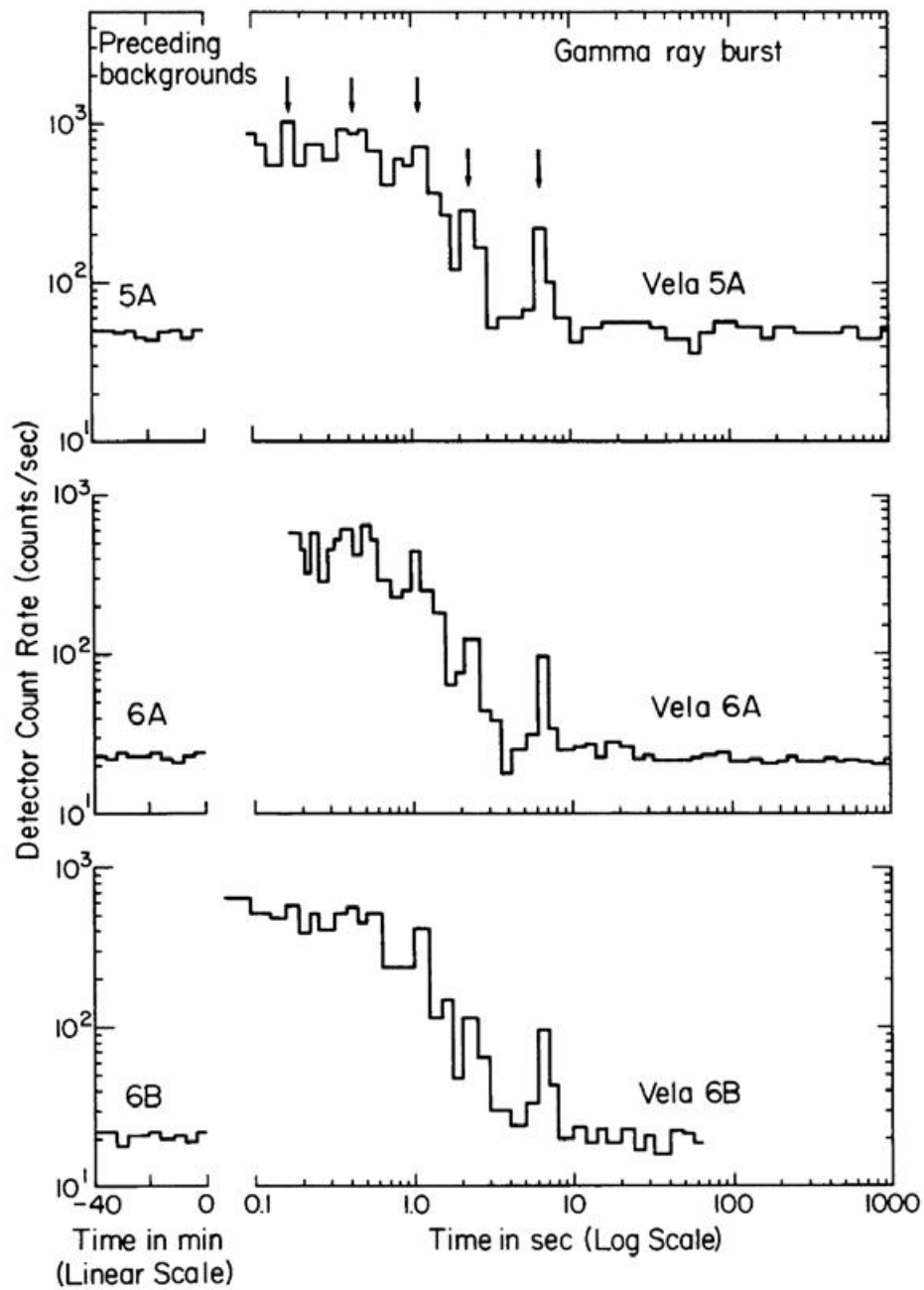


Figura 1: Tasa de cuentas observadas del primer GRB reportado observado el 22 de Agosto de 1970 por los satélites Vela 5A, Vela 6A y Vela 6B (Klebesadel y col., 1973).

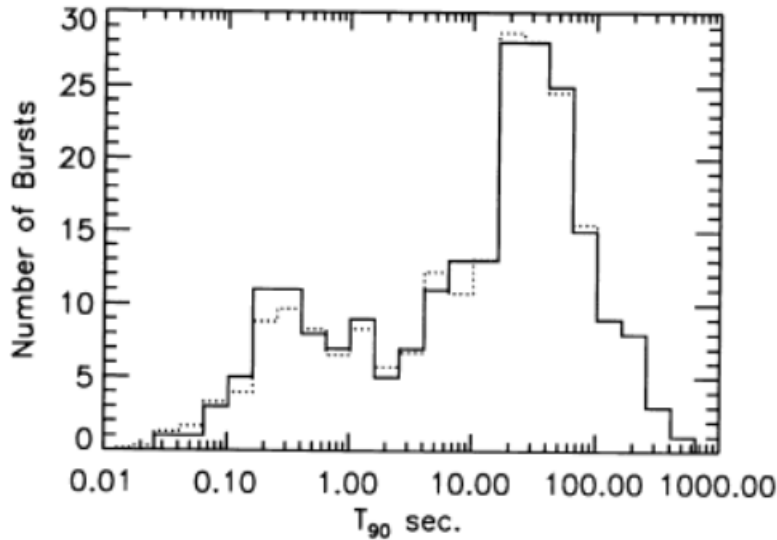


Figura 2: Distribución de T_{90} para 222 GRBs del primer catálogo de BATSE (Kouveliotou y col., 1993).

Estas claras divisiones en las duraciones de una muestra de GRBs sentaron las bases para la clasificación final en GRBs largos y GRBs cortos, aunque no sería hasta años después que se concluyera que ambos tipos de GRBs se producían de manera diferente.

2.2 PROPIEDADES ESPECTRALES

No pasó mucho tiempo antes de que se intentara ajustar los espectros de los GRBs observados hasta ese momento, por ejemplo, el espectro del GRB 720427 observado por Apollo XVI y Vela 6A podía ser ajustado mediante dos leyes de potencias: de 2 keV a 200 keV con exponente $\alpha = -1.4$ y de 0.3 a 3 MeV con exponente $\alpha = -2.6$. Ese mismo año el espectro del GRB 721218 fue obtenido en 6 períodos cortos de acumulación y Imhof y col., (1974) encontraron que este espectro podía ser ajustado con una ley de potencias o bien con una función exponencial.

Por otro lado, el grupo de Mazets en el A. F. Ioffe Physical Technical Institute (USSR) pudieron obtener las localizaciones a sólo unos cuantos grados de varios GRBs, utilizando unas de las primeras sondas diseñadas específicamente para estudiar GRBs (Venera 11, 12, 13, 14) que podían observar todo el cielo. De estos estudios se obtuvo el espectro de 143 destellos entre 30 keV y 2 MeV y se concluyó en una primera aproximación, que muchos de ellos seguían una ley de potencias $dN \sim E^{-\alpha} dE$, donde $\alpha \in [1.3, 2.5]$. Otros espectros eran mejor ajustados por una ley exponencial $dN \sim \exp(-E/E_0) dE$ con $E_0 \sim 100 - 200$ keV; pero muchos otros espectros eran mejor ajustados con $dN \sim E^{-1} \exp(-E/kT) dE$, siendo esta última ley la típica para la emisión Bremsstrahlung de un plasma caliente ópticamente delgado con temperatura $T = (0.5 - 20) 10^9$ K que corresponde a 50 - 2000 keV, como en el caso del GRB 720427 reportado por Gilman y col., (1980). Finalmente, todos los trabajos llevaron a la conclusión de que los ajustes a las curvas de los espectros dependían del intervalo de energía que manejaban los instrumentos.

Una propiedad general de los GRBs es su emisión no térmica con un máximo de energía emitida en rayos X duros o en rayos gamma suaves (100 keV - 1 MeV). Otra conclusión fue que sólo un pequeño porcentaje de la energía total de un GRB se encontraba dentro de la banda de rayos X.

Los primeros intentos de ajustar el espectro de los GRBs se hicieron mediante modelos no térmicos, por ejemplo el propuesto por Zdziarski y col., (1986) donde hace uso de dispersión Compton de fotones suaves debida a electrones no térmicos. Brainerd y col., (1987) propusieron un modelo con dos componentes de emisión en sincrotrón proveniente de distribuciones de electrones como leyes de potencias que ajustaban la emisión a energías $E > 1$ MeV. Sin embargo, los ajustes antes mencionados no eran tan sencillos debido a la presencia de líneas de absorción y de emisión. Las líneas de absorción fueron observadas en el intervalo de energía de 30 – 70 keV siempre en la fase inicial del destello; se teorizó que estas líneas de absorción eran causadas por radiación de Bremsstrahlung que se podía dar en campos magnéticos grandes asociados con las estrellas de neutrones. Por otra parte, las líneas de emisión vistas aproximadamente a 400 keV podrían ser líneas de aniquilación (511 keV) pero con su energía disminuida debido a la fuerza gravitacional en la superficie de la NS. Los problemas comenzaron cuando una línea observada por un grupo no siempre era confirmada por otro observando el mismo evento con un instrumento diferente. Por ejemplo Fenimore y col., (1982b) puso en duda las características cerca de 400 keV detectadas por el grupo de Mazets en el GRB 781104 y el GRB 781119 por mencionar algunos; ellos argumentaban que se podían producir características erróneas en las líneas debido a las suposiciones iniciales que se hicieran acerca de la forma del continuo (Fenimore y col., 1982a). Otra posibilidad discutida para las diferencias en las líneas observadas pudo ser el poco conocimiento que se tenía de la ganancia de los instrumentos.

El satélite Japonés Ginga también observó líneas de absorción de ciclotrón (implicando un campo magnético de $\sim 10^{12}$ G) en tres diferentes GRBs; lo que reforzaba la teoría de que los progenitores de GRBs eran estrellas de neutrones.

2.3 DISTRIBUCIÓN DE GRBS

Otro medio para tratar de conocer el origen de los GRBs fue hacer mapas de distribución y para ello se requería saber la localización de los GRBs a una buena aproximación. Esto se hacía comúnmente triangulando la posición usando diferentes satélites que hubieran detectado el mismo evento; este método produjo bastantes localizaciones a través del *InterPlanetary Network* (IPN), el cual es un grupo de satélites equipados con detectores de GRBs, mientras más alejados estén más precisa será la localización.

El análisis de la distribución de 88 GRBs localizados con el IPN mostró que esta parecía ser isotrópica (Atteia y col., 1987), no mostrando relación alguna con el plano de la Galaxia y tampoco con otra región como el Cúmulo de Virgo, Andrómeda o las nubes de Magallanes como mostraron Hurley, (1989) y HARTMANN, (1991). El mapa de distribución obtenido por Mazets y col., (1981) tampoco mostró ninguna concentración de GRBs en el plano de la Galaxia. Todo esto puso en duda la teoría de NS como progenitores de GRBs, aunque la explicación que se le daba a esta distribución isotrópica era que los instrumentos no eran lo suficientemente sensibles como para ver

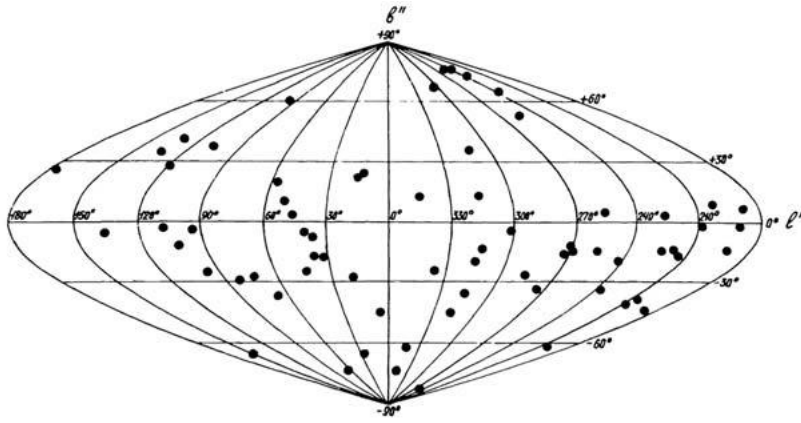


Figura 3: Distribución de Mazets y col., (1981).

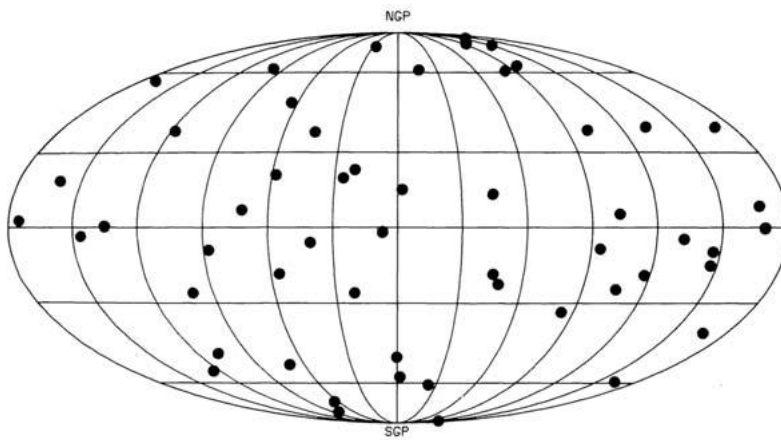


Figura 4: Distribución de Atteia y col., (1987).

más allá de la escala de altura del disco, o bien que se encontraban en un hipotético halo extendido de ~ 100 kpc (Jennings, 1984) hasta ~ 200 kpc (Shklovskii y col., 1985). Uno de los principales problemas con las estrellas de neutrones como progenitores de los GRBs fue que se observaban más de 100 al año mientras que la tasa de estrellas de neutrones galácticas es de menos de 0.1 por año. Es importante mencionar que a finales de la década de los 80's Paczyński y su grupo ya defendían la idea de que los GRBs se originaban a distancias cosmológicas (Paczynski, 1986).

2.4 LA DÉCADA DE BATSE

BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*) fue un instrumento a bordo del CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) diseñado para estudiar GRBs. BATSE con su mayor sensibilidad también observó la distribución isotrópica de los GRBs pero no las líneas de emisión y de absorción reportadas anteriormente; la explicación a esto podría ser un error en el análisis de los espectros observados anteriormente.

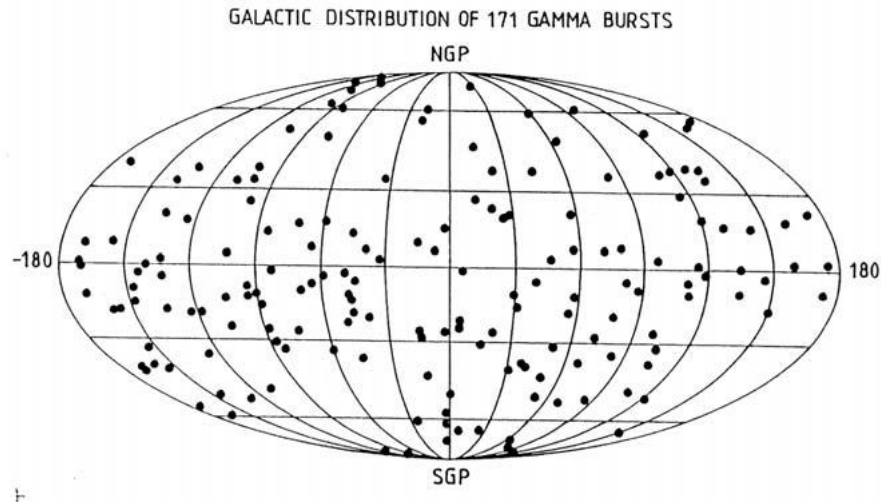


Figura 5: Ambas distribuciones combinadas dando un total de 171 GRBs (Vedrenne, 1991).

BATSE también estudió la morfología de los GRBs y encontró actividad precursora en algunos, este precursor está separado de la emisión principal por una duración similar a la de ésta. Sin embargo, no se encontró evidencia para afirmar que estos fenómenos fueran resultado de dos mecanismos diferentes de producción. Además, BATSE observó que a mayor energía la duración de los destellos era menor y los picos eran más cortos. Una de las propiedades generales encontradas por BATSE fue que el espectro de los destellos más cortos era más duro (Dezalay y col., 1991; Kouveliotou y col., 1994).

La bimodalidad de las duraciones de los GRBs fue bien establecida por BATSE con una muestra de cientos de eventos, la cual se puede observar en la antes expuesta figura 2.

A pesar de que en la época de BATSE no se encontraron evidencias para apoyar los modelos galácticos éstos aún eran utilizados, especialmente el halo extendido poblado con estrellas de neutrones eyectadas del disco a alta velocidad ($> 600 \text{ km s}^{-1}$) (Harrison y col., 1993). Este modelo fue apoyado por el descubrimiento de radio pulsares de alta velocidad por encima del plano galáctico. Sin embargo, en este modelo es necesario explicar por qué la mayoría de estrellas de neutrones en el disco no producen GRBs. También hubo propuestas de modelos con dos componentes (disco y halo) (Smith, 1995), donde la población de estrellas de neutrones fue preservada para explicar las líneas de sincrotrón vistas por Ginga, incluso si dichas líneas no fueron reportadas por BATSE (Band y col., 1994; Palmer y col., 1994).

2.4.1 Búsqueda de contrapartes de GRBs

Durante la década de BATSE las búsquedas de contrapartes de GRBs usando las mejores localizaciones proporcionadas por IPN no dieron ningún resultado creíble. Un nuevo sistema para transmitir datos casi en tiempo real fue BACODINE (BATSE Coordinates Distribution Network) la cual podía distribuir posiciones de GRBs a tierra en

cuestión de segundos después de la detección del destello con el satélite (Barthelmy y col., 1994); esto llevó al desarrollo de nuevos telescopios rápidos que podían observar hacia la posición de los objetos dentro de una caja de error, segundos después de la alerta. Sin embargo, las búsquedas de contrapartes en óptico, radio y rayos X, casi siempre iniciaban días después del destello, sin éxito. Las primeras búsquedas de contrapartes en UV fueron realizadas con el satélite EUVE (*Extreme UV Explorer*) lanzado en 1992, sin éxito (Hurley y col., 1995). El Telescopio Espacial Hubble buscó contrapartes en ultravioleta para 5 GRBs, también sin éxito (Schaefer y col., 1997). Esta búsqueda de contrapartes llevó al desarrollo de telescopios ópticos con campos de visión más amplios y capaces de girar rápida y automáticamente; la detección pronta de una contraparte óptica permitiría detectar la localización del GRB y darle seguimiento con telescopios más grandes. Todos los fracasos en hallar contrapartes en la época de BATSE proveyó de nuevas pistas para que los modelos galácticos de progenitores se descartaran y se comenzaran a considerar fuentes extragalácticas como origen de los GRBs.

2.5 BEPPoSAX Y LA ERA DEL AFTERGLOW

El satélite BeppoSAX (lanzado en 1996) fue puesto en un órbita casi ecuatorial bien protegido de los rayos cósmicos ultra energéticos deflactados por el campo magnético de la Tierra. El sistema de detección en BeppoSAX estaba basado en el *GRB Monitor* (GRBM); este sistema operaba de 40 a 700 keV (Frontera y col., 1997). La localización era provista por dos *Wide Field Cameras* (WFCs) (Jager y col., 1997) las cuales funcionaban en el intervalo de energía de 2 a 26 keV con un campo de visión de $40^\circ \times 40^\circ$. Después de la localización de un GRB por GRBM, se buscaba el destello en las WFCs y si éste fue visto por alguna WFC entonces podía ser localizado con una precisión de 3 minutos de arco.

Gracias a todas las ventajas de BeppoSAX fue posible la observación de varios *afterglows* de GRBs en óptico, radio e infrarrojo; esto dió lugar a la determinación de *redshifts* y la identificación de galaxias huésped para los GRBs.

A continuación se presentan algunos de los descubrimientos de BeppoSAX.

El primer *afterglow* en rayos X en ser descubierto fue del GRB 970228; este fue un evento clásico, moderadamente intenso, con varios picos. Las observaciones empezaron 8 horas después de la alerta y su curva en rayos X se observó con un rápido decaimiento $t^{-1.3 \pm 0.1}$ (Costa y col., 1997). En paralelo con las observaciones en rayos X fue descubierta una contraparte pasajera en óptico y varias observaciones confirmaron la presencia de la galaxia huésped para el GRB y establecieron su *redshift* cosmológico en $z = 0.695$ (Djorgovski y col., 1999). Además la caída en la curva de luz de rayos X se ajustaba bastante bien a las predicciones del modelo simple de *fireball* donde un flujo relativista emite su energía cuando es desacelerado por el medio circundante (Wijers y col., 1997).

Otros GRBs importantes con *afterglow* y galaxias huésped identificadas fueron GRB 970508 y GRB 971214; el primero fue el primer GRB para el cual se detectó un *afterglow* en radio y el segundo fue un GRB distante con una galaxia huésped a redshift $z \sim 3.42$.

2.5.1 GRBs sin contraparte óptica

También hubo destellos en los que no se observaron contrapartes ópticas como el GRB 970828, llamados GRBs oscuros. Groot y col., (1998) trataron de dar una explicación a estos GRBs oscuros y discutieron dos posibilidades: un modelo de jet que produjera un *afterglow* con poca emisión en óptico ó la presencia de bastante polvo en la galaxia huésped. Los GRBs oscuros también pueden explicarse por un rápido decaimiento de su contraparte óptica. Aproximadamente en 40 % de los GRBs observados por BeppoSAX no se encontró contraparte óptica.

2.5.2 Jets y colimación

Para determinar la energía del destello es necesario saber el ángulo sólido dentro del cual radía la explosión. Si este ángulo sólido es pequeño, la cantidad de energía emitida por la explosión puede ser notablemente reducida (por un factor $\Omega/4\pi$), pero al mismo tiempo y de manera inversa la tasa de eventos en el universo aumenta como $4\pi/\Omega$. Este fenómeno de colimación es algo clásico en fuentes astrofísicas como protoestrellas ó núcleos activos de galaxias, los cuales presentan chorros o *jets*.

Los fotones emitidos isotrópicamente, desde el sistema de referencia de la materia que se mueve relativísticamente con factor de Lorentz de *bulk* Γ , se observan colimados en el sistema de referencia del observador dentro de un cono con ángulo de apertura θ_b . El ángulo de colimación relativista es $\theta_b \sim 1/\Gamma$. El observador sólo verá los fotones emitidos dentro de este cono y no tendrá manera de determinar hasta dónde llega el material eyectado fuera de éste.

Ya que el observador sólo puede ver una porción limitada de la explosión ($\sim \Gamma^{-1}$), no hay una diferencia observable entre una explosión que se expande esféricamente y una que lo hace dentro de un cono estrecho hasta que la onda de choque ha desacelerado hasta $\Gamma < \theta_b^{-1}$ (Frail y col., 2001).

Debido a esta desaceleración, en algún momento durante el *afterglow* Γ cae por debajo de θ_b^{-1} ; así que una rápida caída en la curva de luz del *afterglow* podría ser un indicio de una emisión colimada (Frail y col., 2001).

La colimación en los GRBs podría implicar una tasa de *afterglows* que excedería a la tasa de emisiones prontas de GRBs. Una consecuencia de esta situación sería la existencia de *afterglows* “huérfanos” es decir, *afterglows* sin GRB (Mészáros y col., 1998).

2.5.3 La conexión entre supernovas y GRBs

Debido a la gran energía de los GRBs, fue fácil relacionarlos con las explosiones de supernovas; una de las primeras asociaciones fue la del GRB 980425 con SN 1998bw, la cual estaba contenida dentro de la caja de error del GRB (Galama y col., 1998). La supernova SN 1998bw fue llamada una “hipernova” ya que fue una explosión extremadamente energética de una estrella masiva.

Otras observaciones de GRBs de BeppoSAX apoyaron esta conexión entre GRBs y supernovas. Por ejemplo, un bulto óptico tardío superpuesto en la ley de potencias del decaimiento del *afterglow* óptico del GRB 980326, el cual podía deberse a una supernova (Bloom y col., 1999). Otros eventos que se asociaron a supernovas fueron: GRB 980703 y GRB 990712.

Hasta este punto en la historia, muchas preguntas acerca de cómo las supernovas eran capaces de producir GRBs, permanecían sin contestar.

2.5.4 *Afterglows en rayos X*

El equipo de BeppoSAX realizó muchas observaciones en rayos X que implicaban un entorno rico, muy cerca de la región del GRB. Por ejemplo, Reeves y col., (2002) reportó la detección de líneas de emisión de magnesio, silicio, azufre, argón y calcio en el espectro en rayos X del *afterglow* del GRB 011211.

Otro resultado importante proporcionado por BeppoSAX fue la identificación de una nueva subclase de GRBs llamada flashes de rayos X, los cuales eran, de hecho, una nueva clase de GRBs muy suaves cuyas propiedades generales eran similares a las de los GRBs clásicos "duros".

2.6 HETE-2 Y SWIFT

HETE fue una misión totalmente dedicada a estudiar GRBs. La gran ventaja de HETE-2 (HETE-1 no sobrevivió el primer día de lanzamiento) fue que la posición de un destello podía ser calculada en segundos y transmitida después a tierra; HETE-2 también tenía una amplia cobertura de energías (1 keV - 400 keV). Por ejemplo, gracias a estas alertas rápidas la posición del GRB 021004 fue distribuida 48 segundos después de su detección, posibilitando la observación de un *afterglow* brillante en los siguientes minutos (Fox, 2002). La curva de luz óptica de este GRB no era suave como se esperaba de los modelos de *afterglows* tradicionales, ya que mostraba variabilidad por períodos de horas. Kobayashi y col., (2002) atribuyeron la emisión óptica brillante a los choques hacia atrás del material eyectado por la explosión inicial.

Hubo muchos GRBs interesantes vistos por HETE. Por ejemplo, el GRB 021211 fue un destello moderadamente brillante que duró 2.5 seg en el intervalo de energía de 30 a 400 keV. El descubrimiento del *afterglow* fue reportado aproximadamente 53 minutos después de la alerta y fue detectada una supernova asociada que culminó 20 días después del destello (Della Valle y col., 2003). Su *afterglow* óptico comenzó con una fase de rápido decaimiento que duró aproximadamente 10 minutos, seguida de una fase de decaimiento más lento que duró aproximadamente 10 días; la emisión de rápido decaimiento fue interpretada como causa de los choques hacia atrás y el *afterglow* tardío como causa de los choques externos hacia adelante, como explicó Fox y col., (2003) quien además mostró que la emisión en radio era más ténue de lo esperado en este modelo y varios autores entre ellos Zhang y col., (2003) y Kumar y col., (2003) atribuyeron esta interpretación a que el material eyectado estaba fuertemente magnetizado. Finalmente, Dado y col., (2003) dieron explicación al *afterglow* óptico del GRB 021211 con el llamado modelo de *cannonball*.

El GRB 030329 fue el destello más brillante visto por la misión, con *redshift* $z = 0.1685$ siendo este destello uno de los más cercanos. Su brillo hizo posible su observación y la obtención de buenos datos fotométricos de su *afterglow*. Dentro de las primeras horas, el *afterglow* óptico tuvo una curva de luz muy suave que evolucionó a un decaimiento más inclinado después de 0.25 días (Torii y col., 2003). El espectro óptico de este GRB presentó una transición notable de una ley de potencias característica de los *afterglows* a un espectro típico de una hipernova, la cual fue llamada SN 2003d (Hjorth y col., 2003).

El GRB 050709 fue un GRB corto y duro con una duración de 0.07 segundos, seguido por un salto largo y suave. Fue asociado con una galaxia con alta tasa de formación estelar a un *redshift* $z = 0.16$ (Fox y col., 2005). Fue el primer GRB corto para el cual se observó un *afterglow* óptico revelando varias diferencias significativas entre éste y un GRB largo; los GRBs cortos no se observaban en regiones de formación estelar y tampoco estaban asociados con supernovas.

Las propiedades de los destellos cortos con *afterglow* óptico dieron fuerza a modelos que los asociaban con la fusión de dos objetos compactos, ya sea un agujero negro y una estrella de neutrones o dos estrellas de neutrones.

2.6.1 Flashes de rayos X

HETE-2 con su amplio espectro de energía, fue capaz de alertar también cuando se detectaban flashes de rayos X. Se mostró que los XRFs formaban una extensión de la población de GRBs hacia más bajas energías. Sakamoto y col., (2005) encontraron que la muestra de HETE contenía aproximadamente $1/3$ de XRFs, $1/3$ de GRBs y $1/3$ de eventos intermedios llamados GRBs ricos en rayos X, y mostraron que los XRFs y los GRBs sólo diferían por su energía pico (E_{peak}), ya que tienen duraciones e índices espectrales similares. Ya que los XRFs son intrínsecamente más débiles que los GRBs, se pueden observar mejor a distancias menores y pueden ser candidatos privilegiados para la detección de supernovas asociadas.

Dado y col., (2004) concluyeron que los XRFs y los GRBs son intrínsecamente objetos idénticos pero que los XRFs se ven desde ángulos (relativos a la dirección del *jet*) que son más grandes que los ángulos de los GRBs largos "clásicos". Después Gendre y col., (2007) concluyeron que los XRFs en su muestra son simplemente eventos suaves. La posible existencia de XRFs intrínsecos fue reforzada por el descubrimiento de los flashes de rayos X como una continuación de los GRBs clásicos.

2.7 SWIFT

Swift es un observatorio espacial cuyo nombre no proviene de algún acrónimo sino hace referencia a su gran capacidad de girar rápidamente hacia los destellos. Swift se dedica a estudiar GRBs, junto con sus *afterglows* en gamma, rayos X, ultravioleta y óptico.

Este satélite incluye tres instrumentos: BAT (*Burst Alert Telescope*), XRT (*X-Ray Telescope*) y UVOT (*Ultra-Violet/Optical Telescope*). BAT detecta GRBs y calcula sus coordenadas

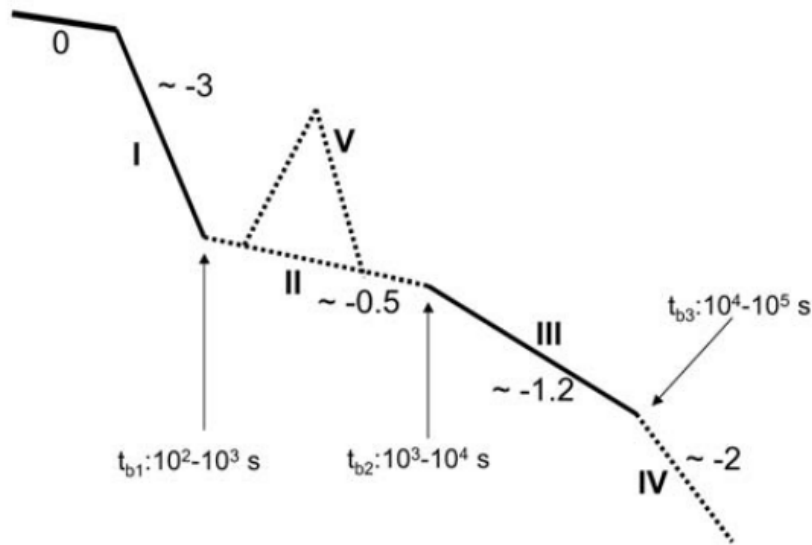


Figura 6: Curva de rayos X basada en datos observacionales de Swift XRT. La fase 0 denota la emisión principal, I es el decaimiento de la emisión principal, II es la fase llana con V indicando posibles llamaradas (flares). La fase III ya había sido observada por BeppoSAX con un posible quiebre que lleva a la fase IV. (Zhang y col., 2006)

en el cielo, cubre una parte importante del cielo (un poco más de 1 estereorradián) y puede localizar la posición de un evento con una precisión que va de 1 a 4 minutos de arco, dentro de los primeros 12 segundos (Barthelmy, 2004).

La posición del destello es rápidamente enviada hacia los telescopios terrestres para que den comienzo a las observaciones del GRB.

XRT es un espectrómetro diseñado para medir flujos, espectros y curvas de luz de GRBs y sus afterglows. Las observaciones de XRT han comenzado incluso antes de que la emisión pronta del GRB termine, en algunos casos; esto ha llevado a que se puedan tener posiciones mucho más precisas de los eventos para enviarlas a tierra. (Burrows y col., 2005).

Gracias a Swift, las observaciones en rayos X pudieron comenzar mucho antes, dando una nueva visión de la forma del afterglow en rayos X, un ejemplo de ello se muestra en la figura 6.

Swift puede ver GRBs más débiles que los que podían ver BeppoSAX o HETE. Con Swift fue demostrada la escasez de *afterglows* tempranos ópticos muy brillantes. Después del lanzamiento de Swift se observó que las curvas de luz en rayos X de muchos GRBs mostraban un decaimiento temprano muy inclinado que duraba sólo unos segundos, seguido de un período de decaimiento más plano (Vaughan y col., 2006). Esto mismo está ilustrado en el diagrama de O'Brien y col., (2006) de la figura 7.

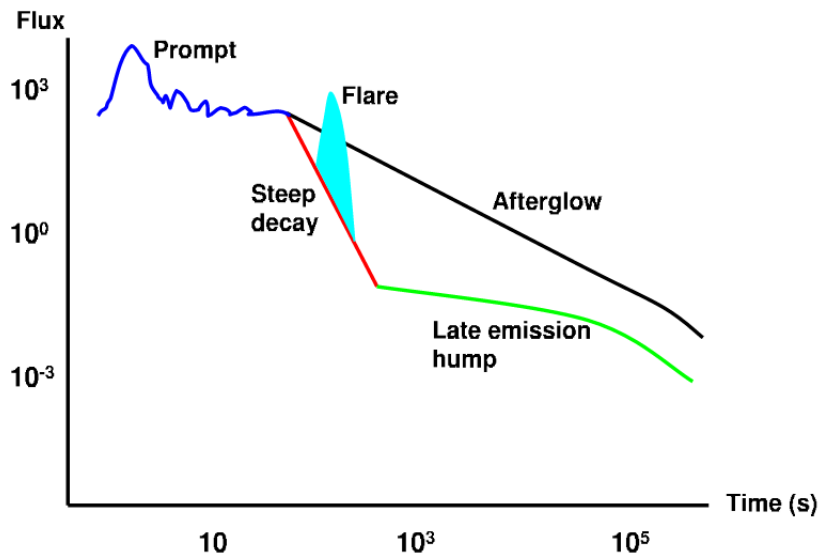


Figura 7: Esquema de la curva de luz en rayos X con los dos tipos de afterglows propuesto por O'Brien y col., (2006)

Inmediatamente después de que se detecta a un GRB con BAT, el satélite apunta hacia esa dirección con UVOT y el XRT. Acto seguido, UVOT adquiere una exposición de 150 segundos del área, obteniendo una imagen de 2×2 minutos de arco que es enviada dentro de los primeros 50 segundos a tierra, y es distribuida por GCN (*Gamma-ray Coordinates Network*). Las imágenes generalmente contienen al menos 15 estrellas listadas en catálogos astrométricos, permitiendo obtener una localización menor a los segundos de arco (Myers, 2006).

Las observaciones hechas con Swift ayudaron a mostrar que existen además llamadas (*flares*) de rayos X como una característica común de los XRFs y los GRBs, indicando una posible relación entre estas dos clases de destellos. Otro punto interesante es la presencia de *flares* en los GRBs cortos, lo cual podría hacer pensar que éstos son una propiedad totalmente general de los GRBs (Chincarini y col., 2007).

Uno de los GRBs interesantes observados con Swift fue el GRB 060218, detectado por BAT. La duración del destello es inusualmente larga con $T_{90} = 2100 \pm 100$ s. Justo después de la detección, los espectros óptico de baja resolución del afterglow y de la galaxia huésped, mostraron líneas de emisión a un *redshift* de $z = 0.033$, el más bajo hasta 2006 (Campana y col., 2006).

Fan y col., (2006) propusieron que el *afterglow* en rayos X de este destello podía ser causa de actividad continua en el motor central, lo cual podía deberse a acreción en retroceso dentro del modelo de colapsar.

El GRB 050904 fue un evento de larga duración y fue el GRB más distante visto por Swift con un *redshift* $z \sim 6.3$. Este destello mostró varias erupciones que pueden ser interpretadas como choques internos tardíos relacionados a actividad del motor central.

Swift también observó al GRB 061007, un GRB muy brillante ahora superado por GRB 080319B y GRB 060614, siendo un GRB largo cercano ($z \sim 0.125$).

2.7.1 Progenitores

Mediante el cálculo de *redshifts* ya se había llegado a la conclusión del origen extragaláctico de los GRBs, además con los flujos se pudo medir la energía isotrópica emitida por los GRBs ($10^{50} - 10^{54}$ ergs). Como muchos de los GRBs están colimados con ángulos de apertura típicos de 1 a 20, en realidad la energía liberada es de $10^{50} - 10^{51}$ ergs. El motor central debe de ser capaz de generar tales energías y acelerar aproximadamente $10^{-5} M_{\odot}$ a velocidades relativistas. Para explicar todas estas características, el modelo más aceptado es el de *fireball*, el cual mediante choques internos y choques externos explica la mayoría de las propiedades de los GRBs y sus *afterglows*. La variabilidad temporal de los GRBs sugiere que una gran cantidad de energía es rápidamente depositada por un motor central en un pequeño volumen, el cual es ópticamente grueso a la emisión en gamma, esta es la *fireball*, la cual se expande adiabáticamente y relativísticamente (con factor de Lorentz >100), esta expansión se detendrá cuando la emisión en gamma sea capaz de escapar, esto sucede a $10^{11} - 10^{12}$ cm del lugar de la explosión (Vedrenne y col., 2009). Las características principales de los GRBs, como la emisión principal producida por choques internos y el *afterglow* producido por la interacción con el medio interestelar, son producto de la *fireball*, pero la cuestión de cuáles eran los progenitores de ésta *fireball* fue otro tema de investigación.

Debido a la poca masa expulsada, a la rápida variabilidad temporal y al volumen pequeño, se pensó en objetos compactos como posibles progenitores de GRBs; además de que la falta de repetición hacía pensar en que los objetos terminaban destruidos. Se propusieron sistemas como la explosión de una estrella masiva (modelo de colapsar) o la coalescencia de dos remanentes estelares compactas, tales como estrellas de neutrones o agujeros negros. Ambos casos culminan en la producción de un agujero negro rotante con un disco de acreción.

Los colapsares son estrellas masivas que rotan, comúnmente estrellas Wolf-Rayet, y cuyo núcleo de hierro colapsa directamente para formar un agujero negro. En los siguientes minutos o segundos que suceden al colapso, el agujero negro acreta la materia residual del núcleo y emite un *jet* que será detectado como un GRB si está dirigido hacia la Tierra. MacFadyen y col., (1999) encontraron que los colapsares no eran capaces de producir eventos que duraran menos de 5 segundos, al contrario de la coalescencia de dos objetos compactos, que son capaces de liberar toda su energía en ~ 20 ms. Esta fue una de las razones por la que se asoció a los GRBs largos con colapsares y a los GRBs cortos con la fusión de objetos compactos.

De manera observacional, hubo varias asociaciones de supernovas con GRBs largos, tales como el GRB 980425 con SN 1998bw, GRB 030329 con SN 2003dh ó GRB 031203 con SN 2003lw (Vedrenne y col., 2009).

Por otro lado, los progenitores de GRBs cortos pueden ser la fusión de dos estrellas de

neutrones o bien una estrella de neutrones y un agujero negro. Estos sistemas pierden energía lentamente y comienzan a rotar acercándose cada vez más, hasta que las fuerzas de marea desgarran la estrella (o estrellas) y una gran cantidad de energía se libera antes de que todo el sistema colapse en un solo agujero negro. Este modelo es apoyado por la distribución de GRBs cortos en galaxias huésped con muy poca formación estelar.

2.8 TELESCOPIO ESPACIAL FERMI

El Telescopio Espacial Fermi para rayos gamma fue lanzado el 11 de junio de 2008 en una órbita a 565 kilómetros con una inclinación de 25.6 grados (Meegan y col., 2009). Llevaba a bordo dos instrumentos: El *Large Area Telescope* (LAT) y el *Gamma-Ray Burst Monitor* (GBM).

LAT está diseñado para medir las direcciones, energías y tiempos de llegada de los fotones sobre un campo de visión (FoV) descartando el fondo de rayos cósmicos. LAT es un telescopio de detección de pares, lo que significa que detecta rayos gamma de alta energía cuando estos interactúan con placas de metal convirtiéndose en un par e^+e^- . LAT consiste de 16 módulos, cada uno con 18 capas de tungsteno (donde son convertidos los fotones γ) y silicio, en donde las partículas cargadas causan ionización, la cual produce pequeños pulsos eléctricos detectables. La información de varias capas de interacción se combina para determinar la trayectoria de la partícula (Atwood y col., 2009).

Cada módulo de LAT además posee un calorímetro, el cual está formado por 96 cristales centelleadores de yoduro de cesio, de 2.7 cm x 2.0 cm x 32.6 cm, cada uno, organizados en 8 capas de 12 cristales. Éste mide la energía total depositada.

Este instrumento cubre las energías de 30 MeV a ~ 300 GeV; en particular, LAT tiene alta sensibilidad por arriba de los 10 GeV, esto es de gran importancia para estudiar los objetos cósmicos a estas energías. Además, LAT tiene un FoV del 20% del cielo total (Harrington y col., 2008). (Atwood y col., 2009).

Por otro lado, el objetivo de GBM es aumentar el estudio de los GRBs de Fermi, al hacer observaciones a bajas energías (~ 8 keV a ~ 40 MeV). Entonces la combinación GBM-LAT provee mucha más información acerca de los espectros de los GRBs. Otro objetivo de GBM es proporcionar localizaciones de los destellos casi en tiempo real para poder redireccionar la sonda espacial y que LAT pueda obtener observaciones de la emisión tardía de los destellos y difundir las posiciones entre la comunidad de observatorios en tierra. GBM se compone de 12 detectores centelleadores de yoduro de sodio, dos de germanato de bismuto, una unidad de procesamiento de datos y una caja de energía. GBM también posee el Bus de Datos de Comandos y Telemetría (CTDB) del inglés *Command and Telemetry Data Bus*; éste transmite comandos de la sonda espacial a GBM y transmite datos de GBM a la sonda. También CTDB se usa para enviar notificaciones inmediatas de GRBs a tierra y para la comunicación entre GBM y LAT. La señal de pulso por segundo (PSS) proporciona una notificación inmediata a LAT cuando GBM se activa (Meegan y col., 2009).

 AFTERGLOWS

En este capítulo se dará una descripción del modelo más aceptado para explicar las curvas de luz de los *afterglows* típicos observados en los GRBs largos, de aquí en adelante llamados simplemente GRBs. Este capítulo comenzará con una explicación general de los componentes principales de un GRB, basada en el *review* de Piran, (2005) y después seguirá la estructura de lo expuesto en la sección *Radiative processes* de Kumar y col., (2014). Las ecuaciones de este capítulo, tienen su base mayormente en lo expuesto en Fraija, (2015), Fraija y col., (2016a) y Fraija y col., (2016b).

3.1 COMPONENTES GENERALES DE UN GRB

Uno de los primeros problemas que apareció a lo largo del estudio de los GRBs, fue el problema de la compacidad. Este problema surgió a partir de observar que los GRBs poseían un espectro no térmico y sin embargo, las variaciones en su luminosidad implicaban que se trataba de una fuente muy compacta y por lo tanto, una fuente ópticamente gruesa. El problema de la compacidad tiene solución si la fuente se mueve a una velocidad relativista hacia el observador con factores de Lorentz $\Gamma \gtrsim 100$ para así obtener una fuente ópticamente delgada (Piran, 1999).

Otro componente general en los modelos de GRBs es la disipación del material relativista, la cual provee la energía necesaria para el GRB y su *afterglow*, esta disipación se da en la forma de choques no colisionales. Es de común acuerdo que la producción del *afterglow* se debe a la interacción de los choques externos con el medio que rodea a la explosión (Piran, 2005).

La base del modelo de choques externos para dar explicación a las observaciones de los GRBs es la emisión de sincrotrón proveniente de los electrones acelerados dentro de los choques. La emisión de sincrotrón concuerda de manera significativa sobre todo con las observaciones de los *afterglows*. Una alternativa a este tipo de emisión es sincrotrón *self*-Compton (SSC), para producir el espectro observado (Piran, 2005).

3.2 CHOQUES RELATIVISTAS

En la fase inicial de la *fireball*, la onda de choque viaja con factor de Lorentz de *bulk* constante $\Gamma = \Gamma_{max} = \eta$, al propagarse esta onda en el medio, genera un choque que se desplaza con factor de Lorentz $\Gamma_{sh} = 2^{1/2}\Gamma$.

La onda de choque se mueve relativísticamente con una velocidad v definida como $\beta = v/c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$ (o $1/\Gamma^2 = 1 - v^2/c^2$). Considerando dos fotones emitidos por el mismo electrón a distintos radios R_1 y R_2 sobre el eje del *jet*. Suponiendo que el primer fotón que se emite es desde R_1 , éste alcanzará al observador antes que el segundo fotón, con una diferencia de tiempo $\delta t = [(R_2 - R_1)/v - (R_2 - R_1)/c]$. Cuando $\Gamma \gg 1$ se tiene $\Delta T = (R_2 - R_1)/2c\Gamma^2$. Bajo estas condiciones la escala temporal para el observador es $T_R \sim R/2c\Gamma^2$. Esta relación cambiará si la velocidad de expansión no es constante (Sari y col., 1997). Este caso es importante durante la fase de *afterglow*, cuando la *fireball* desacelera a causa del medio (Piran, 2005).

3.3 PARÁMETROS MICROFÍSICOS

Se tienen dos parámetros para describir las condiciones de la región que radía, estos son ϵ_e y ϵ_B . El primero de ellos es la razón que hay entre la energía de los electrones y la energía que ha sido disipada en el choque; mientras que ϵ_B es el cociente de la energía magnética y la energía disipada en el choque (Vedrenne y col., 2009).

La teoría de equipartición se aplica para choques internos, en donde se supone que la energía está distribuida de manera equitativa entre protones, electrones y el campo magnético. Además, se tiene la suposición de que ϵ_e y ϵ_B son constantes a lo largo de toda la evolución de la explosión, ya que no es fácil determinar si detrás del choque existe algún mecanismo de intercambio de energía entre protones y electrones, o si se tiene un plasma con dos temperaturas.

En modelos de choques externos, se ajustan los parámetros microfísicos para que reproduzcan el espectro observado y la evolución temporal del *afterglow* (Panaitescu y col., 2001).

3.4 PROCESOS RADIATIVOS

Generalmente, se utiliza el modelo de choques no colisionales para la aceleración de partículas. En los choques no colisionales las partículas son aceleradas cuando cruzan un choque repetidamente. Las irregularidades en el campo magnético continúan dispersando a las partículas de regreso, por lo que continúan cruzando el mismo choque (Piran, 2005).

Para GRBs, en donde se tienen choques relativistas, el proceso de radiación es un poco más complicado. Pero se pueden aplicar los mismos principios del caso no relativista si se tienen campos magnéticos.

El espectro energético de las partículas aceleradas en choques relativistas es una ley de potencias, como en el caso no relativista (por ejemplo en aceleración de rayos cósmicos). La pendiente de esta ley de potencias tiene un valor casi universal de $p \sim 2.2 - 3.3$, esto está sustentado por varias observaciones de *afterglows*, aunque en algunos casos se tiene $p < 2$ (Panaitescu y col., 2001).

3.4.1 Emisión de sincrotrón

En la emisión de sincrotrón están involucrados: el factor de Lorentz de los electrones relativistas (γ_e), la fuerza del campo magnético (B) y el factor de Lorentz de *bulk* de todo el material (Γ).

Supóngase un electrón relativista con factor de Lorentz γ_e , velocidad v_e y masa m_e , que se mueve de manera perpendicular a un campo magnético B .

El campo eléctrico en el sistema de referencia en reposo del electrón es:

$$E = \frac{\gamma_e v_e B}{c}.$$

Entonces usando la fórmula de Larmor, se tiene una potencia de sincrotrón:

$$P_{syn} = \frac{2q^4 E^2}{3c^3 m_e^2} = \frac{2q^4 B^2 \gamma_e^2 v_e^2}{3c^5 m_e} = \frac{\sigma_T B^2 \gamma_e^2 v_e^2}{4\pi c}, \quad (1)$$

donde $\sigma_T = 8\pi q^4 / 3m_e^2 c^4$ es la llamada sección eficaz de Thomson.

La potencia por electrón para una distribución isotrópica de ángulos de inclinación es menor que la expresión anterior por un factor de 2/3:

$$P_{syn} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_T B^2 \gamma_e^2 v_e^2}{4\pi c} = \frac{\sigma_T B^2 \gamma_e^2 c}{6\pi}. \quad (2)$$

Se puede reescribir la ecuación (2) usando la expresión para la densidad de energía magnética $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ y $\beta = \frac{v_e}{c}$:

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2 \beta^2. \quad (3)$$

P_{syn} es una cantidad invariante de Lorentz y por lo tanto proporciona la potencia correcta observada en el sistema de referencia de laboratorio. La frecuencia de Larmor (ó velocidad angular) para el electrón es:

$$\omega_L = \frac{qB}{\gamma_e m_e c}. \quad (4)$$

Debido a la colimación relativista de los electrones, la radiación de los electrones que recibe un observador distante, como ya se ha dicho, está sujeta al lapso de tiempo que

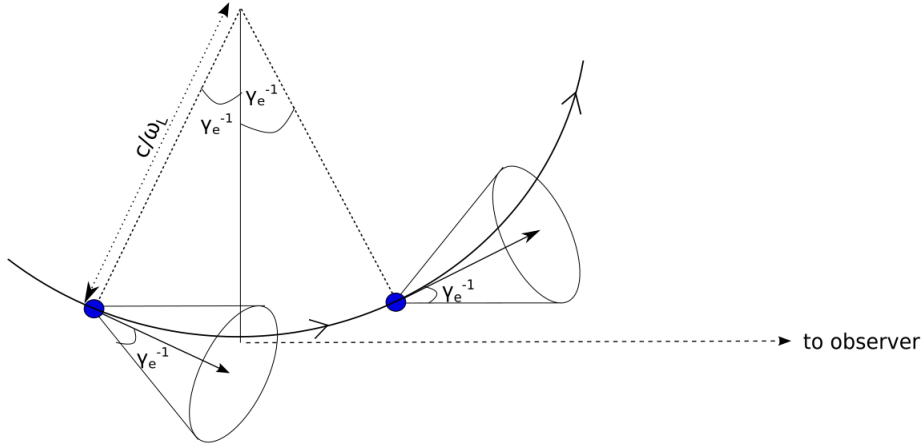


Figura 8: La radiación recibida por el observador proviene sólo de un segmento de la órbita del electrón, mientras el vector velocidad del electrón esté dentro de un ángulo γ_e^{-1} desde la línea de visión (Rybicki y col., 2008).

el vector velocidad del electrón esté dentro del ángulo γ_e^{-1} , medido desde la línea de visión del observador, como se muestra en la figura 8.

La duración de la emisión también depende del ángulo y es una fracción $\sim 1/\pi\gamma_e$ del tiempo orbital total. Esta duración es:

$$\delta t \sim \frac{1}{\pi\gamma_e} \frac{2\pi}{\omega_L} \sim \frac{2}{\gamma_e\omega_L}. \quad (5)$$

La duración de la emisión recibida por un observador será:

$$\delta t_{obs} \sim \frac{2}{\gamma_e\omega_L} \frac{1}{2\gamma_e^2} \sim \frac{1}{\gamma_e^3\omega_L} \sim \frac{\gamma_e m_e c}{q_e B \gamma_e^3} \sim \frac{m_e c}{q_e B \gamma_e^2}, \quad (6)$$

entonces, la frecuencia característica de sincrotrón es el inverso de este tiempo:

$$\omega_{syn} \sim \frac{q_e B \gamma_e^2}{m_e c}, \quad (7)$$

y por lo tanto se tiene la frecuencia cíclica:

$$\nu_{syn} = \frac{\omega_{syn}}{2\pi} \sim \frac{q_e B \gamma_e^2}{2\pi m_e c}. \quad (8)$$

En esta frecuencia se encuentra el máximo del espectro de sincrotrón y debajo de ésta, el espectro se comporta como $\sim \nu^{1/3}$. Esto último determinado por la transformada de Fourier del perfil de pulsos de sincrotrón, y decae exponencialmente para $\nu > \nu_{syn}$, como puede observarse en la figura 9.

La potencia de sincrotrón en ν_{syn} se calcula usando las ecuaciones 1 y 8:

$$P_{\nu,max} \equiv P_{syn}(\nu_{syn}) \simeq P_{syn}/\nu_{syn} \simeq \frac{\sigma_T B m_e c^2}{2q_e}. \quad (9)$$

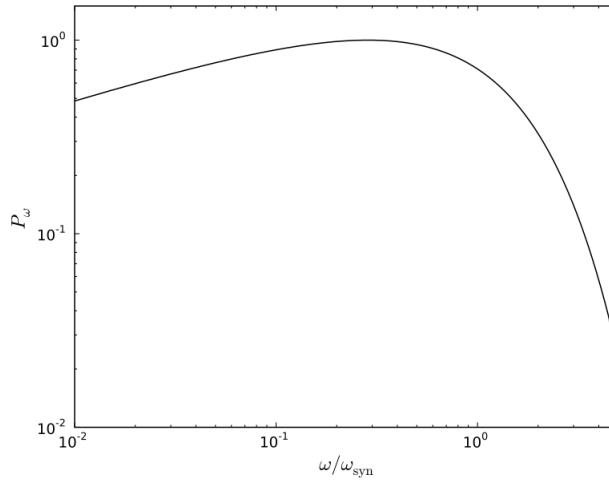


Figura 9: Espectro de sincrotrón para un sólo electrón (Kumar y col., 2014).

Ya que los electrones son acelerados por choques, la distribución más sencilla a considerar es:

$$\frac{dn_e}{d\gamma_e} \propto \gamma_e^{-p}, \quad (10)$$

para $\gamma_e > \gamma_{e,min}$

Siendo $\gamma_{e,min}$ el factor de Lorentz mínimo de los electrones y además se requiere que $p > 2$ para que la energía no diverja para valores grandes de γ_e .

El factor de Lorentz mínimo de la distribución está relacionado con ϵ_e de la siguiente manera:

$$\gamma_m \equiv \gamma_{e,min} = \epsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \gamma. \quad (11)$$

Donde m_p es la masa del protón y además γ_m caracteriza a su correspondiente frecuencia de sincrotrón:

$$\nu_m \equiv \nu_{syn}(\gamma_m). \quad (12)$$

Para obtener el flujo (F_ν) correspondiente a la parte donde $\gamma_e > \gamma_m$, se suman las contribuciones al flujo específico en ν (F_ν) de aquellos electrones con factor de Lorentz mayor a:

$$\gamma_\nu \sim \left(\frac{2\pi\nu m_e c}{q_e B} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Y usando $P_{syn}(\nu) \propto \left(\frac{\nu}{\nu_{syn}}\right)^{1/3}$, se obtiene:

$$\begin{aligned}
F_\nu &= \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \frac{dn_e}{d\gamma_e} P_{syn}(\nu) \propto \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p} \left(\frac{\nu}{\nu_{syn}}\right)^{1/3} \\
&\propto \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p} \nu^{1/3} \left(\frac{2\pi m_e c}{q_e B \gamma_e^2}\right)^{1/3} \propto \left(\frac{2\pi \nu m_e c}{q_e B}\right)^{1/3} \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p-2/3} \\
&\propto \gamma_\nu^{2/3} \left[\frac{-3\gamma_\nu^{1/3-p}}{1-3p} \right] \propto \frac{3\gamma_\nu^{1-p}}{1-3p}.
\end{aligned}$$

Lo que implica $F_\nu \propto \gamma_\nu^{1-p}$, pero $\gamma_\nu \propto \nu^{1/2}$, por lo tanto, $F_\nu \propto \nu^{-\frac{(p-1)}{2}}$.

Otra frecuencia característica de sincrotrón es la asociada con el enfriamiento de los electrones, denotada por ν_c y definida a partir de su factor de Lorentz γ_c como: $\nu_c \equiv \nu_{syn}(\gamma_c)$.

Estos electrones se enfriarán en un tiempo t_0 durante el cual, los más energéticos ($\gamma_e \gtrsim \gamma_c$) perderán gran parte de su energía ($m_e c^2 \gamma_e$) y su factor de Lorentz caerá por debajo de γ_c .

Esta pérdida de energía se representa utilizando la ecuación (2) y se tiene:

$$\frac{d}{dt} m_e c^2 \gamma_e = -\frac{\sigma_T B^2 \gamma_e^2 c}{6\pi}. \quad (14)$$

Por otro lado, se define a γ_c a partir del tiempo t_0 :

$$t_0 \simeq \frac{m_e c^2 \gamma_c}{\frac{\sigma_T B^2 \gamma_c^2 c}{6\pi}} \simeq \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 \gamma_c},$$

obteniendo:

$$\gamma_c \simeq \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 t_0}. \quad (15)$$

El índice de la ley de potencias del espectro cambia en ν_c debido a que la función de distribución de electrones para $\gamma_c > \gamma_e$ se debe modificar a causa de la pérdida de energía. Esta modificación se puede obtener de la ecuación de continuidad de los electrones:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{dn_e}{d\gamma_e} + \frac{\partial}{\partial \gamma_e} \left[\dot{\gamma}_e \frac{dn_e}{d\gamma_e} \right] = S(\gamma_e),$$

donde $\dot{\gamma}_e = -\frac{\sigma_T B^2 \gamma_e^2}{6\pi m_e c}$ de acuerdo a la ecuación (14) y $S(\gamma_e)$ es la tasa a la que los electrones con factor de Lorentz γ_e son inyectados al sistema.

Esta ecuación tiene una solución estacionaria $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0 \right)$ para un campo magnético independiente del tiempo. Esta solución es:

$$\frac{dn_e}{d\gamma_e} \propto \dot{\gamma}_e^{-1} \quad \text{para } \gamma_c < \gamma_e < \gamma_m. \quad (16)$$

donde γ_m es el factor de Lorentz mínimo de los electrones inyectados, es decir: $S(\gamma_e) = 0$ cuando $\gamma_e < \gamma_m$.

Para obtener el flujo de sincrotrón correspondiente al segmento $\gamma_c < \gamma_e < \gamma_m$, se integra sobre γ_e de manera análoga al caso $\gamma_e > \gamma_m$, usando la distribución $dn_e/d\gamma_e \propto \gamma_e^{-2}$:

$$\begin{aligned} F_\nu &= \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \frac{dn_e}{d\gamma_e} P_{syn}(\nu) \propto \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-2} \left(\frac{\nu}{\nu_{syn}} \right)^{1/3} \\ &\propto \left(\frac{2\pi \nu m_e c}{q_e B} \right)^{1/3} \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-2-2/3} \propto \gamma_\nu^{2/3} \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-8/3} \\ &\propto \gamma_\nu^{2/3} \left[\frac{3}{5} \gamma_\nu^{-5/3} \right] \propto \frac{3}{5} \gamma_\nu^{-1} \end{aligned}$$

pero $\gamma_\nu \propto \nu^{1/2}$, por lo tanto $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$ para $\gamma_c < \gamma_e < \gamma_m$.

Para $\gamma_e > \gamma_c > \gamma_m$ la solución de la ecuación de continuidad es $dn_e/d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p-1}$ para el caso estacionario. Entonces de manera análoga a los dos casos anteriores, el espectro de sincrotrón para este último segmento se obtiene integrando sobre γ_e :

$$\begin{aligned} F_\nu &= \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \frac{dn_e}{d\gamma_e} P_{syn}(\nu) \propto \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p-1} \left(\frac{\nu}{\nu_{syn}} \right)^{1/3} \\ &\propto \left(\frac{2\pi \nu m_e c}{q_e B} \right)^{1/3} \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p-1-2/3} \propto \gamma_\nu^{2/3} \int_{\gamma_\nu}^{\infty} d\gamma_e \gamma_e^{-p-5/3} \\ &\propto \gamma_\nu^{2/3} \left[\frac{3\gamma_\nu^{-p-5/3}}{3p+2} \right] \propto \frac{3\gamma_\nu^{-p}}{3p+2} \end{aligned}$$

pero $\gamma_v \propto \nu^{1/2}$, por lo tanto $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ para $\gamma_e > \gamma_c > \gamma_m$.

En resumen, se tiene el siguiente comportamiento del flujo en los distintos segmentos del espectro de sincrotrón:

- A frecuencias menores a la frecuencia donde se encuentra el pico de sincrotrón, siempre se comporta como $F_\nu \propto \nu^{1/3}$.
- Para $\gamma_e > \gamma_m$ se tiene $F_\nu \propto \nu^{-\frac{(p-1)}{2}}$.
- Para $\gamma_c < \gamma_e < \gamma_m$ se tiene $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$.
- Para $\gamma_e > \gamma_c > \gamma_m$ se tiene $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$.

Los electrones más energéticos siempre se enfriarán más rápido, esto corresponde al caso $\gamma_e > \gamma_c > \gamma_m$, por lo que la parte más alta del espectro siempre se comportará como $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$.

Para los demás segmentos del espectro se tienen dos casos:

1. $\gamma_c < \gamma_m$,
2. $\gamma_c > \gamma_m$.

Estos casos corresponden a los regímenes de enfriamiento rápido y enfriamiento lento respectivamente y se explicarán a continuación:

3.4.1.1 Enfriamiento rápido ($\gamma_c < \gamma_m$)

En el régimen de enfriamiento rápido todos los electrones se enfrían rápidamente y el flujo máximo se encuentra en ν_c . Para el segmento donde $\gamma_c < \gamma_e < \gamma_m$ se tiene $F_\nu \propto \nu^{-1/2}$ como ya se vio antes.

En resumen, el flujo de sincrotrón observado para este régimen es:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} F_{\nu, \max} & \nu_c > \nu, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} F_{\nu, \max} & \nu_m > \nu > \nu_c, \\ (\nu_m/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_m)^{-p/2} F_{\nu, \max} & \nu > \nu_m. \end{cases} \quad (17)$$

donde $F_{\nu, \max}$ es el flujo máximo observado.

3.4.1.2 *Enfriamiento lento* ($\gamma_c > \gamma_m$)

Los electrones con $\gamma_e \sim \gamma_m$ que conforman la mayor parte de la población no se enfrían, sólo lo hacen aquellos con $\gamma_e > \gamma_c$. El flujo máximo se alcanza en ν_m y para los electrones con $\gamma_e > \gamma_m$, el espectro se comporta como $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$ hasta ν_c .

El flujo de sincrotrón observado para este régimen es:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu, \max} & \nu_m > \nu, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu, \max} & \nu_c > \nu > \nu_m, \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu, \max} & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (18)$$

En la figura 10 se muestra el espectro de sincrotrón en ambos casos, enfriamiento rápido y enfriamiento lento.

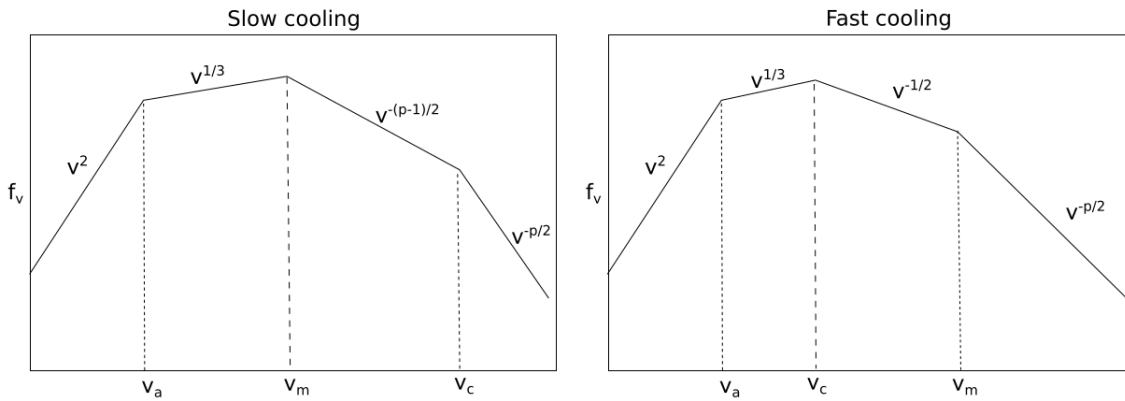


Figura 10: Espectro de sincrotrón para los casos de enfriamiento lento (izquierda) y enfriamiento rápido (derecha) (Piran y col., 1998)

El enfriamiento rápido debe ocurrir durante el GRB: los choques relativistas deben emitir su energía eficientemente. Además, la pulsación no será variable si el tiempo de enfriamiento es muy largo. Los electrones deben enfriarse rápido y liberar toda su energía. Es más probable que durante las etapas tempranas de un choque externo es decir, durante el *afterglow*, haya una transición de enfriamiento rápido a enfriamiento lento.

3.4.2 *Auto-absorción de sincrotrón*

En la emisión de sincrotrón puede haber absorción, en donde un fotón interactúa con una carga dentro de un campo magnético y es absorbido, dando su energía a la carga. Otro proceso que puede ocurrir es la absorción negativa, en la cual la partícula es inducida a emitir con más intensidad hacia una dirección y a una frecuencia donde

ya hay fotones presentes (Rybicki y col., 2008). Este fenómeno de auto-absorción provoca un quiebre en la parte baja del espectro de sincrotrón, ya sea $\nu^{5/2}$ o ν^2 según Rybicki y col., (2008). $\nu^{5/2}$ es obtenido cuando la frecuencia de sincrotrón de los electrones que emiten la radiación de auto-absorción, están dentro del intervalo de auto-absorción. ν^2 es obtenido cuando la radiación de auto-absorción, se debe a los electrones de baja energía que emiten eficazmente a altas energías (Piran, 2005).

La auto-absorción de sincrotrón es probablemente irrelevante durante el GRB, sin embargo, la auto-absorción aparece frecuentemente durante el *afterglow* y es observada típicamente en emisiones en radio (Granot y col., 1999).

3.4.3 Radiación de Compton inverso

Cuando un fotón de frecuencia ν es dispersado por un electrón de mayor energía, el fotón gana energía en el proceso. Si el factor de Lorentz del electrón es γ_e y $h\nu\gamma_e \ll m_e c^2$, entonces la frecuencia promedio del fotón dispersado es $\nu_s \sim \nu\gamma_e^2$.

Si un electrón se mueve a través de un campo de radiación donde la densidad de energía en fotones es U_γ , la potencia en fotones dispersados por Compton inverso (P_{IC}) posee un factor γ_e^2 para cada fotón que surge del impulso de energía:

$$P_{IC} \sim \sigma_T \int d\nu \frac{U_\nu}{h\nu} h\nu\gamma_e^2 \sim \sigma_T U_\gamma \gamma_e^2 c. \quad (19)$$

donde $U_\nu d\nu$ es la densidad de energía en fotones de frecuencias en el intervalo $[\nu, \nu + d\nu]$.

Un caso importante de la radiación de Compton inverso sucede cuando los fotones dispersados son producidos por sincrotrón, es decir, los electrones que producen los fotones también dispersan a esos mismos fotones mediante Compton inverso a energías mucho más altas. Este proceso llamado SSC por sus siglas en inglés "*Synchrotron Self-Compton*" es importante para los GRBs.

3.4.3.1 Espectro de Compton inverso

El espectro de la emisión de Compton inverso se obtiene haciendo la convolución de la distribución de electrones con el espectro de fotones:

$$F_{IC}(\nu_{IC}) \approx \frac{3\sigma_T(\delta R)}{4} \int d\nu \frac{\nu_{IC}}{\nu^2} F_{syn}(\nu) \int \frac{d\gamma_e}{\gamma_e^2} \frac{dn_e}{d\gamma_e} \mathcal{F}\left(\frac{\nu_{IC}}{4\gamma_e^2\nu}\right), \quad (20)$$

donde $\mathcal{F}(x) \approx \frac{2}{3}(1-x)$, $x \equiv \nu_{IC}/4\gamma_e^2\nu$.

Estas ecuaciones implican que el espectro de Compton inverso $F_{\nu_{IC}}$ para un espectro de fotones descrito por una función δ (donde los fotones tienen frecuencia ν_0) y una distribución de ley de potencias para electrones con índice p con un quiebre a bajas energías

en γ_m , es proporcional a v_{IC} para $v_{IC} < 4\gamma_m^2 v_0$. Por lo tanto, la parte de baja energía del espectro de Compton inverso puede ser mucho más dura que el espectro de sincrotrón más duro posible ($\nu^{1/3}$) cuando la auto-absorción de sincrotrón es despreciable. A más altas energías de fotones $v_{IC} > 4\gamma_m^2 v_0$, el espectro de Compton inverso tiene un índice asintótico $\nu_{IC}^{-(p-1)/2}$, el mismo que para sincrotrón.

3.5 TEORÍA DE *afterglows*

El modelo estándar de choques externos para explicar los *afterglows* de GRBs (Mészáros y col., 1997a; Piran y col., 1998) considera que el espectro observado se debe a la radiación de sincrotrón o Compton Inverso proveniente de electrones acelerados en los choques. Este modelo involucra una *fireball* que se expande relativísticamente a través del medio interestelar con factor de Lorentz Γ_0 (antes de ser desacelerada por el medio) y con energía E . Entonces se forman dos choques: un choque hacia atrás que se propaga en el cascarón relativista reduciendo su velocidad e incrementando su energía interna; y un choque hacia adelante que se propaga hacia el medio interestelar proveyéndolo de velocidades relativistas y energía interna. Una discontinuidad de contacto separa el material chocado en el cascarón relativista, del medio interestelar chocado (Piran y col., 1995).

Debido a que los GRBs largos están asociados con el colapso de estrellas masivas, el medio que rodea a la explosión está influenciado por el viento de la estrella. Entonces, si el choque hacia adelante se propaga en el medio interestelar, el choque hacia atrás se propaga en el viento de la estrella (en el sistema de referencia en reposo del viento) (Pe'er y col., 2006).

En esta sección se expondrán los principales resultados físicos del modelo de choques externos y se utilizarán para derivar las curvas de luz que más adelante darán explicación a los *afterglows* en γ , óptico y rayos X observados en el GRB 160625B.

3.5.1 Interacción con el medio interestelar

El choque propagado hacia el medio interestelar, continuamente calienta gas nuevo y produce electrones relativistas que pueden dar origen a la radiación retrasada observada en los *afterglows*, con duraciones de días a meses (Waxman, 1997).

3.5.1.1 Sincrotrón en choques hacia adelante

Se considerará la expansión hacia adelante de la onda de choque a través de un medio interestelar con densidad de partículas n_e .

Como ya se vio en la sección de Emisión de Sincrotrón, el factor de Lorentz mínimo de la distribución de electrones $dn_e/d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}$, es:

$$\gamma_m = \epsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \gamma. \quad (21)$$

Por otro lado, el campo magnético para el choque hacia adelante se calcula usando la densidad de energía magnética: $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ y $U = U_B/\epsilon_B$, y de $U = 4\Gamma^2 m_p n_e c^2$ se obtiene:

$$4\Gamma^2 m_p n_e c^2 = \frac{B^2}{8\pi\epsilon_B},$$

de la ecuación anterior se obtiene el campo magnético:

$$B = (32\pi m_p n_e \epsilon_B)^{1/2} \Gamma c. \quad (22)$$

De la ecuación (3) se obtiene la potencia de sincrotrón, considerando los efectos del *redshift* cosmológico en el factor $(1+z)$:

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma_e^2 \frac{\Gamma^2}{(1+z)^2} \frac{B^2}{8\pi}. \quad (23)$$

Y de la ecuación (7) se tiene la frecuencia de sincrotrón:

$$\omega_{syn} = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{q_e B \gamma_e^2}{m_e c}. \quad (24)$$

De la ecuación anterior se obtiene la frecuencia cíclica:

$$\nu_{syn}(\gamma_e) = \frac{\gamma}{1+z} \frac{q_e B \gamma_e^2}{2\pi m_e c}. \quad (25)$$

De estas tres últimas ecuaciones y de la ecuación (9), se tiene la potencia de sincrotrón:

$$P_{\nu,max} \simeq \frac{\Gamma}{1+z} \frac{\sigma_T m_e c^2 B}{3q_e}. \quad (26)$$

Calculando el tiempo de enfriamiento para este proceso,

$$t = \frac{E_e}{dE_e/dt} = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{\gamma_e m_e c^2}{\frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma_e^2 \frac{\Gamma^2}{(1+z)^2} \frac{B^2}{8\pi}} = \frac{6\pi m_e c (1+z)}{\sigma_T \gamma_c \gamma B^2}. \quad (27)$$

Sustituyendo la ecuación (22) en la ecuación anterior:

$$t = \frac{6\pi m_e c (1+z)}{\sigma_T \gamma_c \Gamma (32\pi m_p n_e \epsilon_B) \Gamma^2 c^2} = \frac{3}{16} \frac{m_e (1+z)}{m_p c \sigma_T \gamma_c \Gamma^3 n_e \epsilon_B}. \quad (28)$$

Despejando γ_c de la ecuación (28):

$$\gamma_c = \frac{3}{16} \frac{m_e(1+z)}{m_p \sigma_T \epsilon_{BC} t \Gamma^3 n_e}. \quad (29)$$

De (22) y (25) se tiene la frecuencia:

$$\nu_{syn}(\gamma_e) = \frac{\Gamma^2}{1+z} \left(\frac{8m_p n_e \epsilon_B q_e^2}{\pi m_e^2} \right)^{1/2} \gamma_e^2. \quad (30)$$

Usando la ecuación anterior (30) se pueden calcular las energías de quiebre para choques hacia adelante $\nu_{m,f} \equiv \nu_{syn}(\gamma_m)$ y $\nu_{c,f} \equiv \nu_{syn}(\gamma_c)$:

$$\nu_{m,f} = \nu_{syn}(\gamma_m) = \frac{2\sqrt{2}q_e m_p^{5/2}}{\pi^{1/2} m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z)^{-1} \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/2} \Gamma^4. \quad (31)$$

$$\nu_{c,f} = \nu_{syn}(\gamma_c) = \frac{9\sqrt{2}}{128\pi^{1/2}} \frac{m_e q_e}{m_p^{3/2} \sigma_T^2 c^2} (1+z) \epsilon_{B,f}^{-3/2} n^{-3/2} t^{-2} \Gamma^{-4}. \quad (32)$$

También se calcula el flujo máximo observado a una distancia D de la fuente:

$$F_{v,max,f} = \frac{n_e P_{v,max}}{4\pi D_z^2} = \frac{4\pi R^3 n_e}{3} \frac{\Gamma}{1+z} \frac{\sigma_T B m_e c^2}{3q_e} \frac{1}{4\pi D_z} = \frac{R^3 n_e \Gamma \sigma_T B m_e c^2}{9q_e D_z^2 (1+z)}.$$

Sustituyendo la ecuación (22) en la expresión anterior:

$$F_{v,max,f} = \frac{4\sqrt{2}\pi}{9} \frac{m_e m_p^{1/2} \sigma_T c^3}{q_e} (1+z)^{-1} \epsilon_B^{1/2} n_e^{3/2} R^3 D_z^{-2} \Gamma^2.$$

Pero $D_z = D(z) = \frac{D}{\left(\frac{1+z}{2}\right)}$, entonces:

$$F_{v,max,f} = \frac{\sqrt{2}\pi}{9} \frac{m_e m_p^{1/2} \sigma_T c^3}{q_e} (1+z) \epsilon_B^{1/2} n_e^{3/2} R^3 D^{-2} \Gamma^2. \quad (33)$$

Ahora, se tienen que encontrar los valores de Γ y R en función de t para describir las curvas de luz de los *afterglows*. Se limita la discusión a un choque esférico de radio

$R(t)$ que se propaga en un medio con densidad constante n_e . Se considerará el límite totalmente adiabático para describir la evolución hidrodinámica del choque.

En el caso adiabático, la energía E del choque esférico es constante y está dada por:

$$E = UV, \quad \text{donde} \quad U = 4\Gamma^2 m_p n_e c^2.$$

Entonces,

$$E = (4\Gamma^2 m_p n_e c^2) \left(\frac{4}{3} R^3 \right) \left(\frac{1}{4} \right) = \frac{4}{3} \pi \Gamma^2 n_e R^3 m_p c^2. \quad (34)$$

Despejando Γ :

$$\Gamma = \left(\frac{3E}{4\pi n_e R^3 m_p c^2} \right)^{1/2}. \quad (35)$$

O en términos de R :

$$R = \left(\frac{3E}{4\pi \Gamma^2 n_e m_p c^2} \right)^{1/3}. \quad (36)$$

Por otro lado, se tiene el tiempo dinámico para GRBs:

$$t \simeq \frac{R}{2\Gamma^2 c} (1+z). \quad (37)$$

Sustituyendo R de la ecuación (36) en la ecuación (37) se obtiene:

$$t \simeq \left(\frac{3E}{4\pi \Gamma^2 n_e m_p c^2} \right)^{1/3} \frac{1+z}{2\Gamma^2 c} = \left(\frac{3E(1+z)^3}{32\pi \Gamma^8 n_e m_p c^5} \right)^{1/3}. \quad (38)$$

O en términos de Γ :

$$\Gamma = \left(\frac{3E(1+z)^3}{32\pi n_e m_p c^5 t^3} \right)^{1/8}. \quad (39)$$

De las ecuaciones (37) y (35) se tiene:

$$R = \left(\frac{3Et}{2\pi n_e m_p c (1+z)} \right)^{1/4}. \quad (40)$$

Las ecuaciones anteriores para los quiebres de energía y el flujo máximo [31, 32 y 33] se expresarán en función de t usando la expresión para Γ de la ecuación (39):

$$v_{m,f} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{q_e m_p^2}{\pi m_e^3 c^{5/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{1+z}{2} \right)^{1/2} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{1/2} E^{1/2} t^{-3/2}. \quad (41)$$

$$v_{c,f} = \frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{m_e q_e c^{1/2}}{m_p \sigma_T^2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1/2} \epsilon_B^{-3/2} n_e^{-1} E^{-1/2} t^{-1/2}, \quad (42)$$

$$F_{v,max,f} = \frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e \sigma_{TC}}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_B^{1/2} n_e^{1/2} D^{-2} E. \quad (43)$$

3.5.2 *Curvas de luz para enfriamiento lento*

Sustituyendo las energías de quiebre (41), (42) y (43) en el flujo de sincrotrón para enfriamiento lento, se obtiene:

$$F_\nu = \begin{cases} D \nu^{1/3} t^{1/2} & \nu_m > \nu, \\ E \nu^{-(p-1)/2} t^{-3(p-1)/4} & \nu_c > \nu > \nu_m, \\ F \nu^{-p/2} t^{-(3p-2)/4} & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (44)$$

donde,

$$\begin{aligned}
D &= \left(\sqrt{\frac{3}{2}}\right)^{-1/3} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}}\right) \frac{\pi^{1/3} m_e^2 \sigma_T}{q_e^{4/3} m_p^{-7/6} c^{11/6}} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^{-2/3} \left(\frac{1+z}{2}\right)^{5/6} \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{1/3} n_e^{1/2} D^{-2} E^{5/6}, \\
E &= \left(\sqrt{\frac{3}{2}}\right)^{(p-1)/2} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}}\right) \frac{q_e^{(p-3)/2} m_p^{(2p-3)/2} \sigma_T}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{(3p-5)/2} c^{(5p-9)/4}} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^{p-1} \\
&\quad \left(\frac{1+z}{2}\right)^{(p-5)/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{(p+1)/4} n_e^{1/2} D^{-2} E^{(p+3)/4}, \\
F &= \left(\frac{16}{3}\right)^{(p-1)/2} \left(\frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}}\right)^{p/2} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}}\right) \frac{q_e^{(p-2)/2} m_p^{p-2}}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{3(p-2)/2} c^{5(p-2)/4}} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^{p-1} \\
&\quad \left(\frac{1+z}{2}\right)^{(p+2)/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{(p-2)/4} D^{-2} E^{(p+2)/4}.
\end{aligned}$$

Estos resultados son consistentes con las curvas de luz halladas en (Fraija y col., 2016b).

Los cálculos a detalle se encuentran en el apéndice A.1.

3.5.3 Jet break

Cuando el factor de Lorentz total cae por debajo de $\Gamma \sim \theta_j^{-1}$ aparece un quiebre (*break*) en la curva de luz, ya que la superficie que observamos se ha vuelto más grande que la superficie que emite. Esta etapa se puede ver claramente en la curva de luz de los *afterglow* y por lo tanto la emisión del *afterglow* puede ser afectada por la evolución del *jet* antes y después de su desaceleración y su expansión lateral.

La energía antes del jet break ($\Gamma > \theta_j^{-1}$) es:

$$E = \frac{16\pi}{17} \theta_j^2 R^3 \Gamma^2 n_e m_p c^2. \quad (45)$$

Y después del jet break ($\Gamma \sim \theta_j^{-1}$):

$$E = \frac{16\pi}{7} \Gamma^{-2} R^3 \Gamma^2 n_e m_p c^2. \quad (46)$$

El tiempo de desaceleración:

$$t = \left(\frac{17}{128\pi m_p c^5}\right)^{1/3} (1+z) E^{1/3} n_e^{-1/3} \Gamma^{-2}. \quad (47)$$

Ya se tienen las energías de quiebre y el flujo máximo [31, 32 y 33] para el espectro de sincrotrón en un medio interestelar para un choque hacia adelante:

$$\nu_{m,f} = \frac{2\sqrt{2}q_e m_p^{5/2}}{\pi^{1/2} m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z)^{-1} \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n_e^{1/2} \Gamma^4, \quad (48)$$

$$\nu_{c,f} = \frac{9\sqrt{2}}{128\pi^{1/2}} \frac{m_e q_e}{m_p^{3/2} \sigma_T^2 c^2} (1+z) \epsilon_{B,f}^{-3/2} n_e^{-3/2} t^{-2} \Gamma^{-4},$$

$$F_{\nu,max,f} = \frac{\sqrt{2}\pi^{-1/2}}{12} \frac{m_e m_p^{-1/2} \sigma_T c}{q_e} (1+z) \epsilon_B^{1/2} n_e^{1/2} E D^{-2} \Gamma^2.$$

Despejando Γ de (47):

$$\Gamma = \left(\frac{128\pi m_p c^5}{17} \right)^{-1/6} (1+z)^{1/2} E^{1/6} n_e^{-1/6} t^{-1/2}. \quad (49)$$

Sustituyendo (49) en (48):

$$\nu_{m,f} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi^{7/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{2/3} \frac{q_e m_p^{11/6}}{m_e^3 c^{10/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z) \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n_e^{-1/6} E^{2/3} t^{-2}, \quad (50)$$

$$\nu_{c,f} = \frac{9\sqrt{2}(17)^{2/3}}{(128)^{-1/3} \pi^{1/6}} \frac{m_e q_e}{m_p^{-5/6} \sigma_T^2 c^{4/3}} (1+z)^{-1} \epsilon_{B,f}^{-3/2} n_e^{-5/6} E^{-2/3}, \quad (51)$$

$$F_{\nu,max} = \frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{-2/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n_e^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1}. \quad (52)$$

3.5.3.1 Curvas de luz para enfriamiento lento

Sustituyendo los breaks espectrales (50), (51) y (52) para después del jet break en el flujo de sincrotrón para enfriamiento lento, se obtiene:

$$F_\nu = \begin{cases} G \nu^{1/3} t^{-1/3} & \nu_m > \nu, \\ H \nu^{-(p-1)/2} t^{-p} & \nu_c > \nu > \nu_m, \\ I \nu^{-p/2} t^{-p} & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (53)$$

donde,

$$G = \frac{1}{12} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/9} \frac{m_e^{10/9} \sigma_T}{q_e^{4/3} m_p^{13/9} \pi^{4/9} c^{2/9}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} (1+z)^{5/3} \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{1/3} n_e^{2/9} D^{-2} E^{10/9},$$

$$H = \frac{2^{(p-1)/2} (\sqrt{2})^{(p+1)/2}}{12} \left(\frac{17}{128} \right)^{p/3} \frac{q_e^{(p-3)/2} m_p^{(33p-38)/6} \sigma_T}{m_e^{(3p-5)/2} c^{(5p-9)/3} \pi^{(7p-17)/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{(p-1)} (1+z)^{(3+p)/2} \epsilon_{e,f}^{(p-1)} \epsilon_{B,f}^{(p+1)/4} n_e^{(3-p)/12} D^{-2} E^{3+p/3},$$

$$I = \frac{(2)^{3p/4}}{4\pi^{7p+4/12}} \frac{(17)^{p+1/3}}{(128)^{2p-1/6}} \frac{m_e^{6-3p/2} q_e^{p-2/2}}{m_p^{16-11p/12} c^{5p-7/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} (1+z)^{p+2/2} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{p-2/4} n_e^{-(p+2)/12} D^{-2} E^{p+2/2} t^{-p}.$$

Los cálculos a detalle se encuentran en el apéndice A.

3.6 VIENTO ESTELAR

Se considera un viento estelar descrito por una densidad $\rho(R) = Ar^{-k}$ ó $n(R) = (A/m_p)r^{-k}$ donde $A = \dot{M}_w/4\pi v_w$ y \dot{M}_w es la tasa de pérdida de masa, v_w es la velocidad del viento y $A = 5 \times 10^{11} A_*$, donde A_* es un parámetro de densidad del viento estelar.

Una teoría de choques relativistas fue formulada por Blanford y Mckee (1976) en el contexto de jets de AGNs, la cual resultó ser útil para interpretar los *afterglows* de GRBs en rayos X, óptico y radio; en este artículo se obtiene una energía total:

$$E = \frac{8\pi A \Gamma^2 R^{3-k} c^2}{17-4k}, \quad (54)$$

donde R es el radio de la onda de choque y se toma $k = 2$ para el caso de viento estelar.

De esta ecuación se tiene que:

$$\Gamma \propto R^{-1/2}. \quad (55)$$

La condición de choque ultrarelativista implica un factor de Lorentz para el gas de:

$$\gamma_g \propto \Gamma/\sqrt{2}. \quad (56)$$

Y ya que E es constante, se tiene: $\gamma_g \propto R^{-1/2}$.

Para un observador que tenga al centro de la onda de choque sobre la línea de visión, el tiempo en el marco de referencia de este observador será:

$$t = \frac{R_L}{8\gamma_L^2 c'} \quad (57)$$

donde el subíndice L en el factor de Lorentz del gas indica que este se midió sobre la línea de visión.

La ecuación (57) se puede escribir:

$$t = \frac{R}{4\zeta\Gamma^2 c} \quad (58)$$

donde se usaron $R = \zeta R_L$, $\gamma_g = \zeta^{-1/2}\gamma_{gL}$ y la ecuación $\gamma_g = \Gamma/\sqrt{2}$ para un material típico, siendo ζ una constante con valores:

- $\zeta = 0.56$ para frecuencias altas donde $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$,
- $\zeta = 0.78$ para frecuencias bajas donde $F_\nu \propto \nu^{1/3}$.

Para el caso de viento se cumple que $\gamma_g \propto R^{-1/2}$.

Se sustituye $\Gamma^2 = 2\gamma_{gL}^2 = 2\left(\frac{R_L}{8tc}\right) = \frac{R_L}{4tc}$ en la energía (54) para $k = 2$, obteniendo:

$$E = \frac{4\pi AR_L^2 c}{18t} \quad (59)$$

Entonces,

$$R_L = \left(\frac{9Et}{2\pi Ac}\right)^{1/2} \quad (60)$$

Usando $R = \zeta R_L$ en la ecuación (60):

$$\frac{R}{\zeta} = \left(\frac{9Et}{2\pi Ac}\right)^{1/2} \quad (61)$$

Y tomando en cuenta el redshift cosmológico, se tiene (Fraija, 2015):

$$R = \frac{3\zeta}{2\pi^{1/2}c^{1/2}}(1+z)^{-1/2}E^{1/2}t^{1/2}A^{-1/2} \quad (62)$$

Por otro lado ya se tenía $\gamma_{gL}^2 = R_L/8tc$ de la ecuación (57), pero $R_L = R\zeta$, entonces:

$$\zeta\gamma_{gL}^2 = \frac{R}{8tc}. \quad (63)$$

Si en la ecuación (63) se sustituye el valor de R de la ecuación (62) se obtiene:

$$\gamma_{gL} = \sqrt{\frac{3}{16} \frac{(1+z)^{1/4}}{\pi^{1/4}c^{3/4}} E^{1/4}t^{-1/4}A^{-1/4}}. \quad (64)$$

Para el caso de viento el radio de la onda de choque sobre la línea de visión es:

$$R_{rad,L} = \left(\frac{3E_0^2t}{16\pi^2A^2c^3\Gamma_0^2} \right)^{1/3}, \quad (65)$$

donde E_0 es la energía inicial y Γ_0 es el factor de Lorentz inicial del frente de choque.

Y la evolución del factor de Lorentz de la onda de choque está dada por:

$$\Gamma_{rad,L} = \left(\frac{E_0}{12\pi A^2c^3\Gamma_0} \right)^{-1/3}. \quad (66)$$

En el caso de viento, la densidad constante del medio interestelar es reemplazada por $\rho = Ar^{-2}$.

Sustituyendo R de la ecuación (62) en esta densidad:

$$\rho = (1+z) \frac{4\pi c}{9\zeta^2} E^{-1}t^{-1}A^2. \quad (67)$$

3.6.1 Espectro de sincrotrón en choques hacia adelante

Ahora se sustituye la densidad del viento en las energías de quiebre de sincrotrón para medio interestelar [41, 42] y el flujo máximo (43), (v_m para viento es igual que para medio interestelar):

$$v_{m,f}^w = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{q_e m_p^2}{\pi m_e^2 c^{5/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{1+z}{2} \right)^{1/2}} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{1/2} E^{1/2} t^{-3/2}, \quad (68)$$

$$v_{c,f}^w = \frac{27\zeta^2}{128\pi} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{m_e q_e}{\sigma_T^2 c^{1/2}} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-3/2}} \epsilon_B^{-3/2} E^{1/2} A^{-2} t^{1/2}, \quad (69)$$

$$F_{v,max,f}^w = \frac{2}{9\zeta} \frac{m_e \sigma_T c^{3/2}}{m_p q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{3/2} \epsilon_B^{1/2} A D^{-2} E^{1/2} t^{-1/2}. \quad (70)$$

3.6.2 Sincrotrón self-Compton (SSC)

De las ecuaciones para el radio (62) y el tiempo (57), se tiene un tiempo de desaceleración (Fraija, 2015):

$$t_{dec} = \frac{9}{64\pi c^3 \zeta^2} (1+z) E \Gamma^{-4} A^{-1}. \quad (71)$$

Por otro lado, tenemos el tiempo de enfriamiento de sincrotrón para medio interestelar de la ecuación (28):

$$t_{syn} = \frac{3m_e}{16c\sigma_T} (1+z) \epsilon_B^{-1} \rho^{-1} \Gamma^{-3} \gamma_e^{-1}. \quad (72)$$

Para SSC se añade un término extra de corrección: $(1 + x_f)$ ya que algunos fotones de sincrotrón serán dispersados mediante Compton por los mismos electrones que produjeron la radiación de sincrotrón, produciendo un componente de Compton inverso a mayores energías.

Entonces, la ecuación (72) se convierte en:

$$t_{syn} = \frac{3m_e}{16c\sigma_T} (1+x_f)^{-1} (1+z) \epsilon_B^{-1} \rho^{-1} \Gamma^{-3} \gamma_e^{-1}. \quad (73)$$

donde $(1 + x_f)$ está dado por (Sari y col., 2001):

$$1 + x_f = \begin{cases} 1 + \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}}, & \text{si } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \ll 1, \\ 1 + \left(\frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \right)^{1/2}, & \text{si } \frac{\eta \epsilon_{e,f}}{\epsilon_{B,f}} \gg 1. \end{cases}$$

donde,

$$\eta = \begin{cases} \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_m} \right)^{2-p}, & \text{para enfriamiento lento.} \\ 1, & \text{para enfriamiento rápido.} \end{cases}$$

De la ecuación (73) se obtiene el factor de Lorentz de enfriamiento:

$$\gamma_c^{ssc} = \frac{3m_e}{16c\sigma_T} (1+x_f)^{-1} (1+z) \epsilon_B^{-1} \rho^{-1} \Gamma^{-3} t_{syn}^{-1}. \quad (74)$$

Reemplazando t_{syn} por t_{dec} y la densidad de la ecuación (67) en la ecuación (74), se tiene:

$$\gamma_c^{ssc} = \frac{3m_e c \zeta^2}{\sigma_T} (1 + x_f)^{-1} (1 + z)^{-1} \epsilon_B^{-1} \Gamma A^{-1} t. \quad (75)$$

Para hallar las energías de quiebre de SSC se toma en cuenta que los electrones acelerados por mecanismo de Fermi en el choque hacia adelante pueden dispersar fotones de sincrotrón hacia mayores energías:

$$v_i^{ssc} \simeq 2\gamma_i^2 v_i^{syn}, \quad (76)$$

donde $i \in [m, c]$.

De la ecuación anterior y las energías de quiebre y el flujo máximo para sincrotrón en viento estelar [68, 69, 70] se tienen:

$$v_{m,f}^{ssc} \simeq \frac{3\sqrt{3}}{8} \frac{q_e m_p^4}{\pi^{3/2} m_e^5 c^4} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^4 \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_e^4 \epsilon_B^{1/2} E A^{-1/2} t^{-2}, \quad (77)$$

$$v_{c,f}^{ssc} \simeq \frac{729\sqrt{3}\zeta^2}{2048\pi^{3/2}} \frac{q_e m_e^3}{\sigma_T^4 c^2} (1+z)^{-3} (1+x_f)^{-2} \epsilon_B^{-7/2} A^{-9/2} E t^2. \quad (78)$$

Por otro lado, el flujo máximo para SSC se calcula como:

$$F_{v,max,f}^{ssc} \simeq \frac{\sigma_T}{m_p} r \rho F_{v,max}^{syn}, \quad (79)$$

donde r se toma de la ecuación (62) y ρ de la ecuación (67), entonces:

$$F_{v,max,f}^{ssc} \simeq \frac{12\pi^{1/2} c^2}{81\sqrt{8}\zeta^2} \frac{m_e \sigma_T^2}{m_p^2 q_e} (1+z)^2 \epsilon_B^{1/2} A^{5/2} D^{-2} t^{-1}. \quad (80)$$

3.6.3 Choques hacia atrás

En choques hacia atrás se tienen dos casos:

- Cascarón grueso ($\Gamma > \Gamma_c$),
- Cascarón delgado ($\Gamma < \Gamma_c$),

donde Γ_c es el factor de Lorentz crítico definido como:

$$\Gamma_c = \sqrt{\frac{3}{8\pi^{1/2}\zeta}}(1+z)^{1/4}E^{1/4}A^{-1/4}T_{90}^{-1/4}, \quad (81)$$

siendo T_{90} la duración de la emisión pronta del GRB.

En el caso de cascarón grueso ($\Gamma > \Gamma_c$) éste es considerablemente desacelerado por el choque hacia atrás. Por otro lado, el choque hacia atrás no puede desacelerar al cascarón delgado.

Independientemente del tipo de evolución del choque hacia atrás, la evolución espectral de sincrotrón entre los choques hacia adelante y hacia atrás está descrita por:

$$v_{m,r}^w \simeq \mathcal{R}_e^2 \mathcal{R}_B^{-1/2} v_m^w, \quad (82)$$

$$v_{c,r}^w \simeq \mathcal{R}_B^{3/2} \mathcal{R}_x^{-2} v_c^q w, \quad (83)$$

$$F_{v,max,r}^w \simeq \mathcal{R}_B^{-1/2} \mathcal{R}_M F_{v,max}^w, \quad (84)$$

donde,

$$\mathcal{R}_B = \frac{\epsilon_{B,f}}{\epsilon_{B,r}}, \quad \mathcal{R}_e = \frac{\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{e,f}} \quad (85)$$

$$\mathcal{R}_x = \frac{1+x_f}{1+x_r}, \quad \mathcal{R}_M = \frac{\Gamma_d^2}{\Gamma},$$

y Γ_d es el factor de Lorentz al tiempo de cruce del choque $t_d \sim (\Gamma_d/\Gamma_c)^{-4} T_{90}$.

Las relaciones anteriores (85) indican que, incluyendo el reajuste, existe una descripción unificada entre choques hacia adelante y choques hacia atrás; y la distinción entre

campos magnéticos hacia adelante y hacia atrás toma en cuenta que en algunos modelos del motor central (Mészáros y col., 1997b; Usov, 1992; Wheeler y col., 2000) la fireball podría estar dotada de campos magnéticos "primordiales".

El choque hacia atrás se vuelve relativista durante su propagación y el material eyectado es considerablemente desacelerado. Además, ya que el factor de Lorentz de enfriamiento debe ser corregido, se introduce el término \mathcal{R}_x como un factor de corrección para el enfriamiento de SSC, donde x_r está dado por (Kobayashi y col., 2007):

$$x_r = \begin{cases} \frac{\eta\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{B,r}}, & \text{si } \frac{\eta\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{B,r}} \ll 1, \\ \left(\frac{\eta\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{B,r}}\right)^{1/3}, & \text{si } \frac{\eta\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{B,r}} \gg 1. \end{cases} \quad (86)$$

En este caso,

$$\eta = \begin{cases} \left(\frac{\gamma_{c,r}}{\gamma_{m,r}}\right)^{2-p}, & \text{para enfriamiento lento,} \\ 1, & \text{para enfriamiento rápido.} \end{cases} \quad (87)$$

3.6.3.1 Caso de cascarón grueso

Cuando se tiene este caso el choque hacia atrás se vuelve relativista durante la propagación y el material eyectado es considerablemente desacelerado.

El factor de Lorentz al tiempo de cruce del choque $t_d \sim T_{90}$ está dado por $\Gamma_d \sim \Gamma_c$. Eventualmente, el tiempo de cruce del choque podría ser menor que T_{90} dependiendo del grado de magnetización del material eyectado, definido como el cociente del flujo de Poynting y el flujo de energía de materia: $\sigma = L_{pf}/L_{kn} \sim \epsilon_{B,r}$ (Fan y col., 2004; Kobayashi y col., 2007; Zhang y col., 2005). En particular, un análisis numérico realizado por Fan y col., (2004) mostró que para $\sigma \approx 1$ el tiempo de cruce del choque queda como $t_d \simeq T_{90}/6$.

Emisión de sincrotrón

Suponiendo que los electrones son acelerados en el choque hacia atrás con una distribución de ley de potencias y la densidad de energía es dividida en partes iguales entre los electrones y el campo magnético, el factor de Lorentz mínimo es:

$$\gamma_{m,r} = \frac{\sqrt{8}\pi^{1/4}m_p\zeta^{1/2}}{\sqrt{3}m_e} \left(\frac{p-2}{p-1}\right) (1+z)^{-1/4}\epsilon_{e,r}\Gamma A^{1/4}E^{-1/4}T_{90}^{1/4} \quad (88)$$

Y el campo magnético:

$$B'_r \simeq \frac{8\sqrt{2}\pi}{3\zeta}(1+z)^{1/2}\epsilon_{B,r}^{1/2}\Gamma E^{-1/2}T_{90}^{-1/2}A \quad (89)$$

Usando el tiempo de enfriamiento característico de sincrotrón y el tiempo dinámico, se puede obtener el factor de Lorentz característico:

Sustituyendo la densidad (67) en el tiempo de enfriamiento de sincrotrón (73), se tiene:

$$t_{syn,r} = \frac{27m_e\zeta^2}{64\pi c^2\sigma_T}(1+x_r)^{-1}\epsilon_{B,r}^{-1}EA^{-2}\Gamma^{-3}\gamma_e^{-1}. \quad (90)$$

De la ecuación anterior se obtiene el factor de Lorentz característico:

$$\Gamma_{c,r} = \frac{27m_e\zeta^2}{64\pi c^2\sigma_T}(1+x_r)^{-1}\epsilon_{B,r}^{-1}EA^{-2}\Gamma^{-3}. \quad (91)$$

Para hallar las energías de quiebre de sincrotrón para un choque hacia atrás se utilizan las relaciones (85) y las ecuaciones [68, 69 y 70]:

$$v_{m,r}^w \simeq \frac{32\sqrt{3}\zeta^2}{9} \frac{q_e m_p^2}{m_e c^{5/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z)^{-1/2} \epsilon_{e,r}^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} E^{-1/2} A \Gamma^2 T_{90}^{-1/2}, \quad (92)$$

$$v_{c,r}^w \simeq \frac{27\sqrt{3}\zeta^2}{64\pi} \frac{m_e q_e}{\sigma_T^2 c^{1/2}} (1+z)^{-3/2} (1+x_f)^{-2} (1+x_r+x_r^2)^2 \epsilon_{B,r}^{-3/2} E^{1/2} A^{-2} T_{90}^{1/2}, \quad (93)$$

$$F_{v,max,r}^w \simeq \frac{m_e \sigma_T c^{3/2}}{6\sqrt{2}\zeta^2 \pi^{1/2} m_p q_e} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} A^{1/2} D^{-2} E \Gamma^{-1} T_{90}^{-1}. \quad (94)$$

Emisión de SSC

Los electrones acelerados pueden dispersar fotones de bajas a altas energías de la siguiente manera:

$$v_{m,r}^{ssc} \sim 2\gamma_{m,r}^2 v_{m,r}^{syn}, \quad (95)$$

$$v_{c,r}^{ssc} \sim 2\gamma_{c,r}^2 v_{c,r}^{syn},$$

$$F_{v,max,r}^{ssc} \sim k\tau F_{v,max,r}^{syn},$$

donde $k = 4(p-1)/(p-2)$ y $\tau = \sigma_T N(\gamma_e)/4\pi r_d$ es la profundidad óptica del cascarón. Aquí N_e es el número de electrones que radían.

De la ecuación (88) y usando las relaciones (95) en las ecuaciones [92, 93, 94], se obtienen las energías de quiebre para emisión de SSC en un choque hacia atrás para un cascarón grueso:

$$v_{m,r}^{SSC} \sim \frac{512\sqrt{3}}{27} \frac{\pi^{1/2}\zeta}{c^{5/2}} \frac{q_e m_p^4}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^4 (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^4 \epsilon_{B,r}^{1/2} E^{-1} A^{3/2} \Gamma^4, \quad (96)$$

$$v_{c,r}^{SSC} \sim 0.26 \frac{\zeta^6}{\pi^3} \frac{q_e m_e^3}{\sigma_T^4 c^{1/2}} (1+z)^{-3/2} (1+x_f)^{-2} \epsilon_{e,r}^{-7/2} E^{5/2} A^{-6} \Gamma^{-6} T_{90}^{1/2}, \quad (97)$$

$$F_{v,max,r}^{SSC} \sim \frac{\sigma_T^2 m_e N_e}{6\sqrt{2}\pi^{3/2} r_d \zeta^2 m_p q_e} \left(\frac{p-2}{p-1}\right) \epsilon_{B,r}^{1/2} A^{1/2} D^{-2} E \Gamma^{-1} T_{90}^{-1}, \quad (98)$$

3.6.3.2 Curvas de luz para sincrotrón y SSC para choques hacia atrás

La emisión del choque hacia atrás se encuentra en el régimen de enfriamiento rápido ($v_{c,r} < v_{m,r}$) durante el cruce del choque (Kobayashi y col., 2003a). Por lo tanto, para $t < t_d$ donde t_d es el tiempo de cruce, el flujo óptico que proviene del choque hacia atrás crece como $\propto t^{1/2}$ para el caso de cascarón grueso (Chevalier y col., 2000).

Al tiempo de cruce del choque t_d , el flujo óptico alcanza su máximo $F_{v,peak,r} \sim F_{v,max,r} (v_r^{syn}/v_{c,r}^{syn})^{1/2}$ a un tiempo $t_d \sim \left(\frac{\Gamma_d}{\Gamma_c}\right)^{-4}$ y después de esto comienza a decrecer como $\propto t^{-(\beta+2)}$ dominado por el efecto de retraso angular en emisiones de alta emisión (He y col., 2011; Kumar y col., 2000).

Para $t < t_d$, el flujo de SSC incrementa como $\propto t^{1/2}$ y decae ($t < t_d$) rápidamente como $\propto t^{-(\beta+2)}$ debido al efecto de retraso angular.

Duración de la radiación proveniente del choque hacia atrás

Si el material eyectado está colimado en un jet con un ángulo de apertura θ_j , la duración de la emisión del choque hacia atrás es $t_{ang} \sim (1+z)\theta_j^2 r_d$, donde $\theta_j \sim \frac{1}{\Gamma_d} \left(\frac{t_j}{t_d}\right)^{1/4}$ puede ser estimado usando el tiempo de break del jet $t_j \sim (\theta_j \Gamma_d)^4 t_d$ de la emisión del choque hacia adelante (Kobayashi y col., 2003a) incluso cuando un *jet break* en el modelo de viento no sea tan claro como en el modelo de medio interestelar:

$$t_{ang} \sim (t_d t_j)^{1/2} \sim 35 \left(\frac{t_d}{50 \text{ s}}\right)^{1/2} \left(\frac{t_j}{1 \text{ día}}\right)^{1/2} \text{ minutos.} \quad (99)$$

3.7 TRANSICIÓN DE VIENTO A MEDIO INTERESTELAR

En esta sección se tratarán las características de una onda de choque que pasa de un viento estelar al medio interestelar, en el caso de una estrella Wolf-Rayet con una tasa de pérdida de masa $\dot{M} \simeq 10^{-6}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y con velocidad terminal del viento igual a $v_w \simeq 10^8 \text{ cm s}^{-1}$.

La densidad del viento está dada por $\rho(r) = Ar^{-2}$ donde $A = \dot{M}/4\pi v_w = A_{\star}(5 \times 10^{11}) \text{ g cm}^{-1}$.

La dinámica de esta transición fue presentada por Weaver y col., (1977) y Castor y col., (1975) donde presentan una estructura formada por el viento sin chocar, el viento chocado y el medio interestelar chocado. Estos autores mostraron que la fase de transición estaba dividida en 4 regiones, tal como se muestra en la figura 11:

1. El viento estelar intacto con densidad $\rho(r)$,
2. Una zona cuasi-isobárica conformada por una mezcla de viento estelar chocado y gas interestelar,
3. Una capa delgada y densa formada mayormente por medio interestelar y
4. El medio interestelar intacto

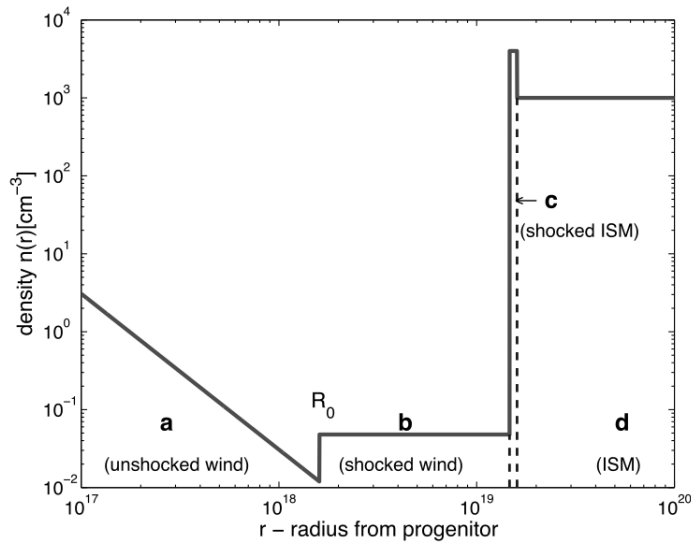


Figura 11: Esquema del perfil de densidad de una estrella que emite un viento. a) sólo viento estelar intacto, b) viento chocado caliente cuasi isobárico, c) medio interestelar chocado y d) medio interestelar sin chocar (Pe'er y col., 2006)

El radio donde termina el choque externo está dado por (Reeves y col., 2002):

$$R_{fs,w} = \left(\frac{125}{308\pi} \right)^{1/5} \left(\frac{\dot{M}v_w^2 t_{\star}^3}{\rho_{ism}} \right)^{1/5}, \tag{100}$$

donde:

$t_* = 10^5 t_{*,5}$ años es el tiempo de la fase Wolf-Rayet de la estrella., $\dot{M} = 10^{-6} \dot{M}_{-6} M_\odot \text{ años}^{-1}$,
 $v_w = 10^8 v_{w,8} \text{ cm s}^{-1}$, $\rho_{ism} = m_p n_{ism}$ y $n_{ism} = n_0 \text{ cm}^{-3}$.

Entonces,

$$R_{fs,w} = \left(\frac{125}{308\pi} \right)^{1/5} \left[\frac{(10^{-6} \dot{M}_{-6} M_\odot \text{ años}^{-1})(10^8 v_{w,8} \text{ cm s}^{-1})^2 (10^5 t_{*,5} \text{ años})^3}{(n_0 \text{ cm}^{-3})(1.67 \times 10^{-24} \text{ g})} \right] \quad (101)$$

$$= 1.72 \times 10^{19} \text{ cm } M_{-6}^{1/5} v_{w,8}^{2/5} t_{*,5}^{3/5} n_0^{-1/5}.$$

El radio para el choque interno donde ocurre la transición de viento a medio interestelar se calcula suponiendo que las presiones en las regiones (2) y (3) son iguales. Esta presión es:

$$P_{(2)} = P_{(3)} = \frac{2}{3} U_2. \quad (102)$$

Suponiendo un gas monoatómico donde U_2 es la densidad de energía en la región (2):

$$P_{(2)} = P_{(3)} = \frac{7}{25} \left(\frac{125}{308\pi} \right)^{2/5} \rho_{ism} \left(\frac{\dot{M} v_w^2}{n t_*^2} \right)^{2/5} \quad (103)$$

$$= 1.4 \times 10^{-11} n_0^{3/5} \dot{M}_{-6}^{2/5} v_{w,8}^{4/5} t_{*,5}^{-4/5} \text{ dyn cm}^{-2}.$$

El radio interno para el choque hacia atrás fue calculado por Weaver y col., (1977) suponiendo que la presión en la región (2) es mucho mayor que la presión en (1), $P_{(2)} \gg P_{(1)}$ (suposición de choque fuerte) donde $\rho_{(1)}(R_0) = \dot{M}/4\pi R_0^2 v_w$, $\rho_{(2)} = 4\rho_{(1)}$ y $v_{(2)} = v_w/4$.

Comparando la presión en la región 1 ($\rho_{(1)}(R_0)v_w^2$) con la presión corriente abajo del choque ($P_{(2)} + \rho_{(2)}v_{(s)}^2$) se obtiene:

$$R_0 \equiv R_{rs,w} = \left(\frac{3}{4} \frac{\dot{M} v_w}{4\pi P_{(2)}} \right)^{1/2} = \left(\frac{3\dot{M} v_w}{16\pi P_{(2)}} \right)^{1/2} \quad (104)$$

$$= 5.18 \times 10^{18} \text{ cm } \dot{M}_{-6}^{3/10} v_{w,8}^{1/10} n_0^{-3/10} t_{*,5}^{2/5}.$$

La densidad del viento estelar (región 1) en $r = R_0$ y donde $R_0 = 10^{18} R_{0,18} \text{ cm}$, es:

$$\begin{aligned} \rho_{(1)}(R_0) &= \frac{\dot{M}}{4\pi R_0^2 v_w} = \frac{10^{-6} \dot{M}_{-6} M_\odot \text{ años}^{-1}}{4\pi (10^{18} R_{0,18} \text{ cm})^2 (10^8 v_{w,8} \text{ cm s}^{-1})} \\ &= 5.02 \times 10^{-26} R_{0,18}^{-2} \dot{M}_{-6} v_{w,8}^{-1} \text{ g cm}^{-3}. \end{aligned} \quad (105)$$

La cual corresponde a una densidad de partículas:

$$n_{(1)}(R_0) = 3 \times 10^{-2} R_{0,18}^{-2} \dot{M}_{-6} v_{w,8}^{-1} \text{ cm}^{-3}.$$

Todas las ecuaciones aquí derivadas dentro del marco del modelo de choques externos se usarán para obtener un modelo que ajuste bien al *afterglow* del GRB 1606250B suponiendo que hubo una transición de viento estelar a medio interestelar. Este análisis se presenta en el siguiente capítulo.

Parte II

DATOS Y RESULTADOS

ANÁLISIS Y REDUCCIÓN DE DATOS

4.1 OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE DATOS

A las 22:40:16.28 UT del 25 de junio de 2016 Fermi-GBM se activó con la detección del GRB160625B (Burns, 2016). A las 22:43:24.82 se activó la alerta de Fermi-LAT detectando un pulso luminoso proveniente del mismo GRB. La curva de luz vista por GBM está conformada por varios picos distribuidos en 700 segundos. El primer pico es suave con duración de aproximadamente 1 segundo. El pico principal que corresponde a la detección de LAT dura aproximadamente 25 segundos y se encuentra a muy altas energías. Se detectaron más de 300 fotones con energías mayores a 100 MeV en la dirección de este destello siendo el fotón más energético de 15 GeV observado 345 segundos después de la detección realizada por GBM (Dirirsa y col., 2016).

El instrumento XRT a bordo de Swift dió seguimiento a este destello durante ~ 1.1 ks (Melandri y col., 2016). Sorpresivamente a las 22:51:16.03 GBM detectó de nuevo este destello.

Se realizaron varias observaciones en óptico con los observatorios Pi of the sky, Mini-Mega TORTOLA, TSHAO, AbAO, Mondy, CrAO, Maidanak y SAO RAS (Zhang y col., 2018) y el instrumento RATIR en las bandas riZYJH (Troja y col., 2016). Este destello también activó el detector de Konus-Wind a las 22:40:19.875. Suponiendo un redshift $z = 1.406$ (Xu y col., 2016), Konus-Wind midió la energía isotrópica más alta detectada $\sim 4 \times 10^{54}$ erg (Svinkin y col., 2016).

Los datos de Fermi-LAT en el intervalo de energía 100 MeV-300 GeV fueron reducidos usando la base de datos pública en el sitio web de Fermi ¹. La curva de luz fue obtenida usando el paquete ScienceTools-v9r27p1 y la función de respuesta P7TRANSIENT V6. Los datos de Swift-XRT usados en este trabajo están disponibles en el sitio web oficial de Swift.

Los flujos ópticos y sus errores asociados usados en este trabajo, fueron calculados usando las magnitudes reportadas por Zhang y col., (2018) con la conversión estándar para las magnitudes AB mostrada en Fukugita y col., (1996).

¹ <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data>

4.2 ANÁLISIS DE DATOS

En esta sección se expondrá el análisis que se hizo de los datos del GRB160625B obtenidos como se ha descrito en la sección anterior.

Se realizó una minimización de chi cuadrada (χ^2) a las observaciones en distintas longitudes de onda para ambos afterglows.

Para realizar esta minimización se utilizó ROOT (Brun y col., 1997), el cual es un software diseñado para el análisis de datos desarrollado originalmente para la colaboración BaBar, un experimento de física de partículas en el *Stanford Linear Accelerator Center*. Sin embargo, contiene herramientas útiles para el análisis de diferentes tipos de datos. La librería usada en este trabajo fue RooFit, con la cual se ajustó el modelo a nuestros datos.

Los valores observados y los valores ajustados para las pendientes están dados en la Tabla 1; además de los valores de χ^2 y su número de grados de libertad, dados entre paréntesis.

		Afterglow temprano		Afterglow tardío	
		Observación	Teoría	Observación	Teoría
Flujo en GeV					
Pendiente temporal	α_{LAT}	2.46 ± 0.75 (44.77/10)	3.20	–	
Pendiente espectral	β_{LAT}	1.15 ± 0.05 (35.6/31)	1.20	–	
Flujo en rayos-X					
Pendiente temporal (antes del quiebre)	$\alpha_{X,bb}$	–		1.327 ± 0.521 (156.5/112)	1.05
Pendiente temporal (después del quiebre)	$\alpha_{X,ab}$	–		2.348 ± 0.860 (4.869/6)	2.40
Tiempo de quiebre (s)	$t_{X,br}$	–		1.64×10^6	
Pendiente espectral	β_X	–		0.71 ± 0.12 (156.5/112)	0.70
Flujo óptico					
Pendiente temporal temprana	$\alpha_{opt,e}$	2.51 ± 0.81 (1588/50)	2.50	–	
Pendiente temporal (antes del quiebre)	$\alpha_{opt,bb}$	–		0.921 ± 0.163 (36.9/28)	1.05
Pendiente temporal (después del quiebre)	$\alpha_{opt,ab}$	–		2.036 ± 0.521 (8.91/6)	2.40
Tiempo de quiebre (s)	$t_{o,br}$	–		1.71×10^6	
Pendiente temporal tardía	β_{opt}	–		0.71 ± 0.12 (156.5/112)	0.70

Tabla 1. Valores ajustados para los datos en diferentes longitudes de onda. Los valores en paréntesis están dados por la minimización de chi cuadrada y sus grados de libertad ($\chi^2/n.d.f.$)

Podemos modelar los flujos en óptico y en γ del afterglow temprano con la función temporal de Vestrand y col., (2006):

$$F(t) = C_a \left(\frac{t - t_0}{t_0} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{\tau}{t - t_0} \right), \quad (106)$$

donde t_0 es el tiempo de inicio de emisión de energía, C_a es la amplitud, τ es la escala temporal del aumento de flujo del *afterglow* y α es el índice de decaimiento temporal (Vestrand y col., 2006).

Los mejores valores hallados para el ajuste de los datos ópticos son:

- $t_0 = 153.3 \pm 22.1$ s
- $\tau = 101.2 \pm 9.3$ s
- $\alpha = 2.51 \pm 0.81$

Los mejores valores para el ajuste de los datos de LAT en γ son:

- $t_0 = 142.4 \pm 9.8$ s
- $\tau = 95 \pm 3.4$ s
- $\alpha = 2.46 \pm 0.75$

Observando los tiempos iniciales de ambas emisiones del *afterglow* temprano (LAT y óptico), se puede ver que iniciaron casi simultáneamente aproximadamente a los ~ 150 s. Se ha elegido a t_0 como el tiempo después de que ha pasado el precursor, ya que al ser éste significativamente menos energético, se puede despreciar.

Las SED de los datos de LAT, óptico y rayos X tanto del *afterglow* temprano como del *afterglow* tardío fueron modeladas con leyes de potencias (figura 12).

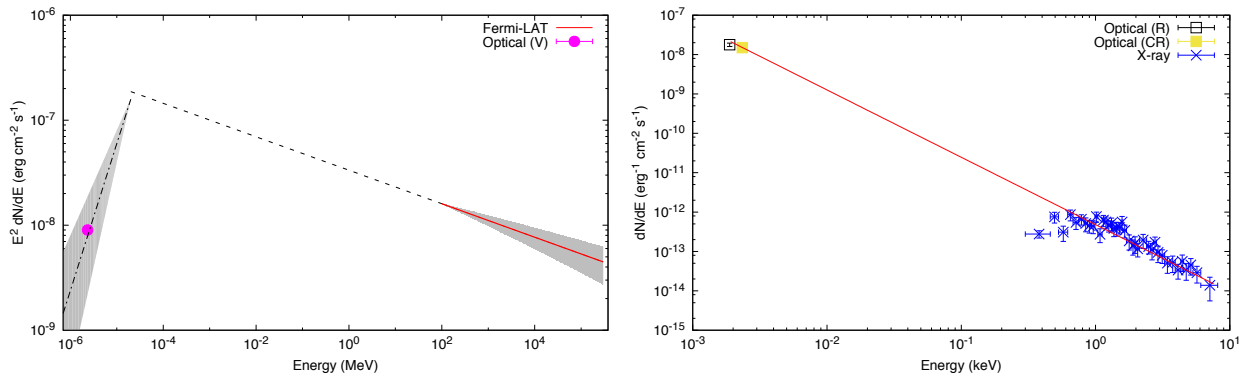


Figura 12: Izquierda: SED de las observaciones de Fermi-LAT y en óptico del *afterglow* temprano. Derecha: SED de las observaciones en rayos X y en óptico del *afterglow* tardío

De acuerdo a la Tabla 1, el flujo observado de LAT como función del tiempo y energía es:

$$F_V \propto t^{-2.46 \pm 0.75} E^{-1.15 \pm 0.05}. \quad (107)$$

Ya que durante el afterglow temprano este destello sólo fue detectado en la banda V del óptico, se dibujó una línea punteada sobre los datos ópticos. Las desviaciones con respecto a estas relaciones se han analizado extensivamente en Uhm y col., (2014b). En este caso el flujo óptico varía como $F_V \propto t^{-2.51 \pm 0.81} E^{-0.45 \pm 0.05}$.

La banda óptica está típicamente en el régimen $v_{m,r}^{syn}(t_d) < v_{opt}^{syn} < v_{c,r}^{syn}(t_d)$ para medio interestelar (Kobayashi y col., 2003b; Zhang y col., 2005) y en $v_{c,r}^{syn}(t_d) < v_{opt}^{syn} < v_{m,r}^{syn}(t_d)$ para viento estelar (Kobayashi y col., 2003a).

Después del punto máximo, el flujo a una energía mayor que $v_{c,r}^{syn}$ se anula en t_d ya que no se chocan más electrones.

Para medio interestelar: $v_{opt}^{syn} < v_{m,r}^{syn}(t_d)$ y el flujo óptico decae como $\propto t^{-(73p+21)/96} \simeq t^{-2}$ (Kobayashi, 2000).

Para viento estelar, la energía de quiebre de enfriamiento es menor que la banda óptica ($v_{c,r}^{syn} < v_{opt}^{syn}$) y el flujo óptico decae como $\propto t^{-(\beta+2)}$ cuando se considera el efecto de retraso angular producido por la emisión de alta latitud (Kobayashi y col., 2003a; Kumar y col., 2000). Considerando el valor del índice espectral $\beta_{LAT} = 1.15 \pm 0.05$ los flujos de LAT y óptico son consistentes con la emisión de sincrotrón y SSC en enfriamiento rápido para $p = 2.4$ cuando el material eyectado es desacelerado por el viento estelar.

Los valores observacionales (espectrales y temporales) y los valores teóricos de las pendientes (Tabla 1) son consistentes con los valores teóricos de las emisiones de sincrotrón y SSC que provienen de la evolución del choque hacia atrás en viento estelar. Esta evolución corresponde al caso de cascarón grueso afectado por el efecto de retraso angular (Kobayashi y col., 2003a; Kumar y col., 2000).

Durante el afterglow tardío de $\sim 8 \times 10^3$ a 6×10^6 s, se observó un quiebre a $t_j \sim 1.6 \times 10^6$ s en las curvas de luz en rayos X y óptico. Las pendientes de estas curvas de luz antes del quiebre son $\alpha_{X,bb} = 1.327 \pm 0.521$ y $\alpha_{opt,bb} = 0.921 \pm 0.163$ y después del quiebre son $\alpha_{X,ab} = 2.348 \pm 0.860$ y $\alpha_{opt,ab} = 2.036 \pm 0.521$ respectivamente. Además, la SED de los datos en óptico y rayos X, fue modelada como una ley de potencias (Figura 12, derecha) y se obtuvo $\Gamma_{X,opt} = \beta_{X,opt} + 1 = 1.71 \pm 0.12$ como el mejor valor que ajusta los datos. Por lo tanto, el flujo varía como $F_V \propto t^{-1.327 \pm 0.521} E^{-0.71 \pm 0.12}$ y $F_V \propto t^{-0.921 \pm 0.163} E^{-0.71 \pm 0.12}$ para rayos X y óptico respectivamente. Estos resultados indican que las pendientes observadas para rayos X y óptico antes del quiebre son consistentes con la emisión de sincrotrón en un choque hacia adelante para enfriamiento lento ($v_{m,f}^{syn} < v^{syn} < v_{c,f}^{syn}$) para un índice $p = 2.4$ cuando el flujo es desacelerado por el medio interestelar. Después del quiebre, los flujos son proporcionales a $F_V \propto t^{-2.348 \pm 0.860} E^{-0.71 \pm 0.12}$ y $F_V \propto t^{-2.036 \pm 0.521} E^{-0.71 \pm 0.12}$ para rayos X y óptico respectivamente, los cuales son consistentes con emisión de sincrotrón en enfriamiento lento para $p = 2.4$. Los valores teóricos y observacionales son reportados en la Tabla 1.

En general, en las curvas de luz de los choques hacia adelante y hacia atrás se puede ver que el afterglow temprano es consistente con la evolución del afterglow en viento y que el afterglow tardío es consistente con la evolución del afterglow en medio

interestelar. La Tabla 1 muestra que ambos valores de la pendiente (teóricos y observacionales) son congruentes.

Tomando en cuenta el tiempo inicial hallado del afterglow de LAT y óptico $t_0 \approx 150$ s, los valores del factor de Lorentz Γ y del parámetro A_\star están limitados por el tiempo de desaceleración en viento estelar $t_{d,sw}(\Gamma, A_\star) \approx 150$ s. Considerando que el afterglow temprano y el afterglow tardío son consistentes con la radiación emitida cuando el material eyectado es desacelerado en viento y en medio interestelar respectivamente, la transición de viento a medio interestelar debe ocurrir entre ~ 700 s y $\sim 10^4$ s como se ve en la Figura 13.

Usando los valores de la energía isotrópica radiada $\sim 4 \times 10^{54}$ erg (Svinkin y col., 2016), con eficiencia $\eta \approx 0.2$ la cual corresponde a una energía cinética de 2×10^{55} erg, a un *redshift* $z \approx 1.406$ (Xu y col., 2016), el índice espectral de la distribución de electrones $p = 2.4$ y la duración de la emisión pronta del destello $T_{90} \approx 188$ s, el ajuste en la fase temprana de los datos de LAT y ópticos fueron hechos con el modelos de sincrotrón y SSC en viento estelar para una población de electrones relativistas que emiten fotones a 180 s con energías de 100 MeV y 2 eV respectivamente. La fase tardía de los datos ópticos y de rayos X fue modelada con emisión de sincrotrón para la misma población de electrones relativistas que emiten fotones a 5×10^4 s con energías de 5 keV y 2 eV, respectivamente. Para $t > t_{j,br} \simeq 1.6 \times 10^6$ s, se utilizan las curvas de luz de sincrotrón después del quiebre en enfriamiento lento para los flujos de rayos X y óptico.

4.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los datos del afterglow temprano (GeV y óptico) y el afterglow tardío (rayos X y óptico) se muestran en la Figura 13. Además se muestra el ajuste del afterglow temprano usando la evolución del afterglow en viento estelar y del afterglow tardío usando la evolución del afterglow en medio interestelar. Los valores de los parámetros microfísicos y las densidades encontradas con el ajuste de las observaciones y la transición de viento a medio interestelar se reportan en la Tabla 2.

Afterglow temprano		Afterglow tardío	
$\epsilon_{B,r}$	0.40 ± 0.04	$\epsilon_{B,f}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-6}$
$\epsilon_{e,r}$	0.45 ± 0.05	$\epsilon_{e,f}$	0.45 ± 0.05
A_\star	0.20 ± 0.02	n (cm^{-3})	10.0 ± 0.1

Tabla 2. Parámetros hallados para el afterglow temprano y para el afterglow tardío.

A partir de los valores de la Tabla 2 se puede deducir lo siguiente:

Usando el valor encontrado del parámetro microfísico magnético después de describir el afterglow temprano, el parámetro de magnetización se convierte en $\sigma \simeq 0.4$.

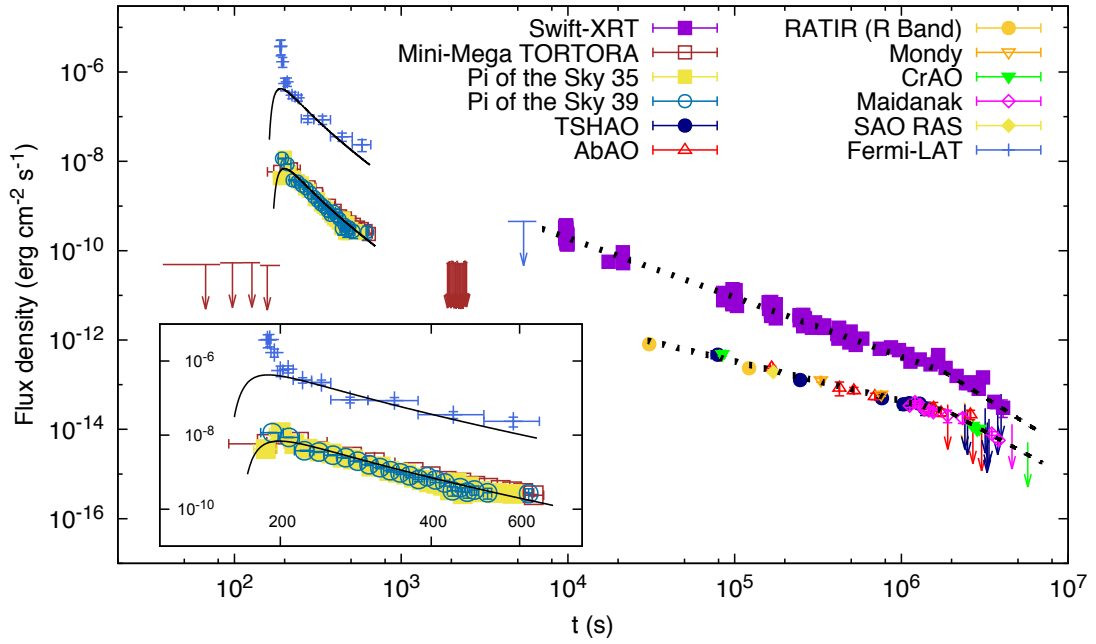


Figura 13: Curvas de luz y ajustes para las observaciones en distintas longitudes de onda del GRB 160625B usando el modelo de choques externos. Se usó la curva de luz del choque hacia atrás en cascarón grueso para describir el flujo de LAT (línea continua), la curva de luz de choques hacia adelante para describir las emisiones temporalmente extendidas de LAT, rayos-X y óptico antes del tiempo de quiebre $t_{br} \sim 1.5 \times 10^3$ s (líneas punteadas) y la curva de luz después del tiempo de jet quiebre (líneas discontinuas).

Este valor significa que el material eyectado está moderadamente magnetizado y por lo tanto se espera un choque hacia atrás. De otro modo, la aceleración de partículas en el choque hacia atrás sería insuficiente y este choque tendría que haberse suprimido (para $\sigma \gg 1$). Además, para $\sigma \gg 1$ los máximos de LAT y óptico no se habrían detectado (Fan y col., 2004; Zhang y col., 2005). Varios autores han señalado que los modelos dominados por flujo de Poynting con magnetización arbitraria, pudieron haber explicado la emisión en altas energías observada en los destellos más brillantes observados por LAT (Uhm y col., 2014a; Zhang y col., 2010). Este valor indica que el material eyectado debería también haber disipado una considerable cantidad de flujo de Poynting durante la fase de emisión pronta, siendo el evento de reconexión y turbulencia magnética inducido por colisiones internas (ICMART) el proceso más favorable para explicar este patrón (Zhang y col., 2010). Este resultado coincide con el modelo propuesto por (Zhang y col., 2018) después de analizar las propiedades espectrales del GRB 160625B. Ellos propusieron que la emisión térmica y no térmica proveniente de los eventos I y II podría ser explicada por medio de la transición de una *fireball* a un jet dominado por flujo de Poynting.

Los valores de los parámetros del viento ($A_* = 0.2$) y del medio interestelar ($n = 10 \text{ cm}^{-3}$) hallados para el afterglow temprano y el afterglow tardío respectivamente, están dentro del rango de los valores típicos reportados para destellos altamente energéticos (Ackermann y col., 2013; Fraija y col., 2012; Perley y col., 2014; Racusin y col., 2008; Vestrand y col., 2014). Los valores del medio que rodea al destello $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ y la distancia $z = 1.406$ asociados con este destello apoyan la idea de que la galaxia hués-

ped sea una galaxia enana irregular con un tamaño típico de $L \sim 0.1$ kpc y densidad columnar $N_H \simeq 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Bloom y col., 2001; Bloom y col., 1998).

Usando los valores de los parámetros ($A_* = 0.2$) y ($n = 10 \text{ cm}^{-3}$) se derivaron los valores de la transición de viento a medio interestelar y el radio de transición para el tiempo de desaceleración en viento estelar y el radio de transición los cuales son $t_{d,w} = 7.8 \times 10^3 \text{ s}$ y $R_0 \simeq 2.6 \times 10^{18} \text{ cm}$, respectivamente. El valor inicial del factor de Lorentz derivado en este modelo de afterglow corresponde a $\Gamma = 500$, similar al de los destellos detectados por LAT. Estudiando las propiedades espectrales de los destellos detectados por LAT, Veres y col., (2012) usaron un modelo de material eyectado magnetizado para describir la emisión de alta energía presente en estos destellos energéticos. Ellos mostraron que la dispersión de Compton inverso que viene de los choques hacia adelante y hacia atrás contribuye significativamente a la emisión de LAT, dado que el factor de Lorentz está entre 300 – 600. Además, otros destellos potentes como GRB 110731A y GRB 130427A fueron modelados usando emisión de sincrotrón y SSC en el modelo de choques externos para factores de Lorentz de 520 y 550 respectivamente. Considerando que el GRB 160625B está entre los 5 destellos más potentes, se espera que el valor del factor de Lorentz esté dentro del rango de los destellos más brillantes de LAT como se ha encontrado en este trabajo.

La Tabla 3 muestra las escalas de tiempo, los factores de Lorentz, las energías de quiebre de sincrotrón y de SSC, entre otros. Estos valores fueron calculados a partir de los valores reportados en la tabla 2 y de la dinámica de un cascarón relativista que interactúa con un viento estelar (Chevalier y col., 2000) y con un medio interestelar (Piran y col., 1998) para el afterglow temprano y para el afterglow tardío, respectivamente.

Afterglow temprano		Afterglow tardío	
Γ_c	397.5 ± 26.9		
B_r (G)	123.9 ± 58.3	B_f (G)	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-1}$
Γ	500	Γ	25.2 ± 7.8
Sincrotrón			
$\nu_{a,r}^{\text{syn}}$ (eV)	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-9}$	$\nu_{a,f}^{\text{syn}}$ (eV)	$(7.7 \pm 3.1) \times 10^{-5}$
$\nu_{m,r}^{\text{syn}}$ (eV)	2.1 ± 0.5	$\nu_{m,f}^{\text{syn}}$ (eV)	0.4 ± 0.1
$\nu_{c,r}^{\text{syn}}$ (eV)	$(2.5 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	$\nu_{c,f}^{\text{syn}}$ (keV)	125.8 ± 32.6
SSC			
$\nu_{m,r}^{\text{SSC}}$ (MeV)	90.5 ± 26.9		
$\nu_{c,r}^{\text{SSC}}$ (keV)	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$		

Tabla 3. Cantidades derivadas de nuestro modelo Leptónico para el afterglow temprano y el tardío. Las cantidades para el afterglow temprano fueron calculadas a 150 s y para el afterglow tardío a 5×10^4 s. Al tiempo de jet break (1.6×10^6 s), el ángulo de apertura del jet y el factor de Lorentz son 8.3° y 6.9, respectivamente.)

En concordancia con las cantidades reportadas en la Tabla 3, se han encontrado los siguientes resultados:

1. Al comparar la energía de auto-absorción de sincrotrón ($\nu_{a,r}^{syn}$) con la energía característica ($\nu_{m,r}^{syn}$) y la energía de enfriamiento ($\nu_{c,r}^{syn}$) obtenidas para el afterglow temprano, se puede notar que el espectro de sincrotrón en el choque hacia atrás está en el régimen de auto-absorción. Por lo tanto, no se espera ningún componente térmico generado por sincrotrón a $\sim 150 - 200$ s.

2. El quiebre observado en las curvas de luz de rayos-X y en óptico a $t_j \simeq 1.6 \times 10^6$ s se atribuye al jet break, conduciendo a un ángulo de apertura $\theta_j \simeq 8.3$ (Sari y col., 1999). El valor del factor de Lorentz al tiempo del jet break corresponde a $\Gamma_{r,br} = 6.9$. La energía en rayos gamma corregida por colimación es entonces 3×10^{52} erg, la cual corresponde a los GRBs híper energéticos.

3. La energía máxima de los fotones de sincrotrón radiada en el afterglow del viento estelar (el segundo evento) es 7.69 GeV a 350 segundos. Entonces el fotón más energético de 15 GeV detectado 354 segundos después de la alerta de GBM no es consistente con la energía máxima de sincrotrón proveniente de un choque hacia adelante adiabático que se propaga en el viento estelar. Por lo tanto, el fotón más energético puede explicarse por dispersión de Compton inverso proveniente del choque hacia adelante el cual tiene una energía característica de 7.3 TeV.

4. Durante el afterglow temprano se encontró una correlación temporal entre los rayos gamma en GeV y óptico. Esto indica que los flujos en rayos gamma y en óptico son generados co-espacialmente por la misma población de electrones. Durante la fase pronta y la fase de afterglow, han sido buscadas correlaciones entre distintas bandas con el propósito de explorar el origen de la emisión detectada por LAT. Por ejemplo, el flash óptico que se observó en el extremadamente brillante GRB 130427A correlacionado con la emisión detectada por LAT, indicando que ambas emisiones se originaron en el afterglow temprano. Un patrón muy similar se encuentra en el GRB 160625B el cual mostró un flash óptico brillante en correlación temporal con la emisión de LAT. Esto sugiere que la emisión de LAT pudo haber sido generada por el afterglow temprano.

5. El cociente de los campos magnéticos hallado en el choque hacia adelante y en el choque hacia atrás es $B_r/B_f \simeq 620$. El campo magnético en la región del choque hacia atrás es más fuerte que en el choque hacia adelante como se encontró en los eventos GRB 090510, GRB 110721A, GRB 130427A y otros. Por consiguiente se estimó la contribución al flujo de sincrotrón de los choques hacia adelante y los choques hacia atrás. Las cantidades para sincrotrón en choques hacia adelante a ~ 200 s deducidas de los tiempos más recientes son $\nu_{m,f}^{syn} = 1.4$ keV, $\nu_{c,f}^{syn} = 0.9$ eV y un flujo $F_{v,max}^{syn} = 31.9$ mJy, a $\nu^{syn} = 2$ eV se encuentra en un rango de energía de $\nu_{c,f}^{syn} < \nu^{syn} < \nu_{m,f}^{syn}$ y entonces este es dado por $F_{v,f} = F_{max,f}^{syn} (\nu^{syn} / \nu_{c,f}^{syn})^{-1/2}$ (Piran y col., 1998). Los flujos de sincrotrón en los choques hacia adelante y hacia atrás son $F_{v,f} = 21.4$ mJy y $F_{v,r} = 11.2 \times 10^2$ mJy respectivamente. Estos valores en los flujos indican que la emisión de sincrotrón proveniente de los choques hacia atrás domina sobre la radiación originada en el choque hacia adelante. Los resultados anteriores junto con el hecho de que el porcentaje de polarización del medio circundante chocado hacia adelante se espera que sea muy bajo (Covino y col., 1999; Greiner y col., 2003) sugieren que se espera que el flujo óptico tenga algún grado de polarización.

6. El GRB 160625B es uno de los destellos más energéticos y podría tener una gran cantidad de fotones que actúen como blancos para las interacciones fotohadrónicas y entonces, hacerlo un potencial candidato para la detección de neutrinos. Sin embargo, no se han reportado coincidencias espaciales o temporales para neutrinos altamente energéticos reportadas por IceCube alrededor de este destello. Un GRB poderoso similar es GRB 130427A con una energía de $\sim 2 \times 10^{54}$ erg el cual fue detectado por varios satélites y por telescopios en tierra, y aunque se han realizado búsquedas de neutrinos en TeV - Pev, no se encontraron excesos. Gao y col., (2013) manifestaron que la no detección de neutrinos podría restringir los valores del factor de Lorentz, el radio de emisión y la fracción de energía que se convierte en rayos cósmicos ϵ_p . Encontraron que independientemente del factor de Lorentz, la fracción de energía entre electrones y rayos cósmicos está dentro del rango $\epsilon_p \lesssim \epsilon_e$. Aunque un análisis robusto pudiera ser requerido, una prueba simple puede ser realizada para el GRB 160625B siguiendo un procedimiento similar. De los resultados obtenidos para el afterglow temprano puede verse que la fracción de energía dada a los electrones acelerados y al campo magnético amplificado al final de la fase pronta son $\epsilon_e = 0.5$ y $\epsilon_{B,r} = 0.4$, respectivamente. Considerando la condición de conservación de energía $\epsilon_{B,r} + \epsilon_{e,r} + \epsilon_p \lesssim 1$, la fracción de energía convertida en rayos cósmicos estaría limitada por $\epsilon_p \lesssim \frac{1}{2}\epsilon_e$. Este resultado es muy similar al encontrado por Gao y col., (2013) para el GRB 130427A y podría explicar la falta de neutrinos energéticos alrededor del GRB 160625B.

7. Kann y col., (2007) estudiaron los datos fotométricos ópticos para un total de 42 afterglows. Encontraron que en 10% de los afterglows se presentaban máximos ópticos seguidos por un rápido decaimiento lo cual usualmente está asociado con un flash de choque hacia atrás. Varios autores han afirmado que este tipo de afterglow, como el observado en GRB 080319B (Racusin y col., 2008), GRB 130427A (Ackermann y col., 2014; Vestrand y col., 2014), GRB 050904 (Kann y col., 2007), GRB 120711A (Martin-Carrillo y col., 2014) y GRB 990123 (Akerlof y col., 1999), entre otros, están sólo presentes en los destellos más luminosos. Dado que el GRB 160625B ha sido uno de los destellos más poderosos detectados exhibiendo un flash óptico con rápido decaimiento, éste parece confirmar esta afirmación y pertenecer a la misma categoría.

CONCLUSIONES

Se han descrito las observaciones del GRB 160625B en varias longitudes de onda, recolectadas por Fermi-LAT, Swift-XRT y varios telescopios ópticos en tierra. Las observaciones del *afterglow* temprano son consistentes con la evolución del *afterglow* en un viento estelar. El índice espectral óptico es consistente con emisión de sincrotrón mientras que el flujo en gamma es consistente con emisión de SSC. En este evento, se encontró una fuerte correlación entre los flujos de rayos gamma en GeV y óptico. Por otro lado, las observaciones en diferentes longitudes de onda del *afterglow* tardío son consistentes con la evolución del *afterglow* en medio interestelar en lugar de viento. Los índices espectrales de rayos X y óptico de este evento son consistentes con emisión de sincrotrón proveniente del choque adiabático hacia adelante. Los índices de decaimiento de rayos X y óptico después del tiempo de break de $\sim 1.6 \times 10^6$ s son más suaves que para la emisión de sincrotrón en un choque hacia adelante, siendo más consistentes con la evolución del jet después del jet break. Usando el tiempo de *jet break* de $\sim 1.6 \times 10^6$ s en las curvas de luz de rayos X y óptico, el ángulo de apertura del *jet* y el factor de Lorentz en el *jet break* encontrados son de 8.3 y 6.9 respectivamente.

Los flujos de gamma en GeV y óptico en el *afterglow* temprano fueron modelados con emisión de sincrotrón y de SSC para choques hacia atrás cuando los electrones ultrarelativistas son acelerados en el choque hacia atrás que evoluciona en el régimen de cascarón grueso. Los flujos de rayos X y óptico del *afterglow* tardío fueron ajustados mediante emisión de sincrotrón proveniente de los choques hacia adelante adiabáticos. El proceso de dispersión de Compton inverso en el choque hacia adelante debe ser incluido en este modelo de *afterglow* para explicar el fotón más energético de 15 GeV detectado 354 segundos después de la alerta de GBM. Los valores hallados para la densidad del viento y los parámetros del medio interestelar son $A_* = 0.2$ y $n = 10 \text{ cm}^{-3}$. El valor del parámetro de medio interestelar encontrado para este destello apoya la idea de que la galaxia huésped podría ser una galaxia enana irregular. Los valores encontrados en la transición de viento estelar a medio interestelar para el tiempo de desaceleración en el viento estelar y para el radio de transición son $t_{d,w} = 7.8 \times 10^3$ s y $R_0 \simeq$, respectivamente.

El valor del parámetro de magnetización $\sigma \simeq 0.4$ encontrado después de modelar los flujos de rayos gamma en GeV y óptico en el *afterglow* temprano, indican que los modelos de un jet dominado por flujo de Poynting con magnetización arbitrarias, podrían explicar las propiedades espectrales mostradas en el GRB 160625B. Considerando que el material eyectado debe estar magnetizado y que la emisión de sincrotrón proveniente del choque hacia atrás es más fuerte que la radiación originada en el choque hacia

adelante, entonces la polarización óptica se espera proveniente de la región del choque hacia atrás.

El valor encontrado del factor de Lorentz inicial $\Gamma \simeq 500$ y el *flash* óptico brillante reportados en este evento, indican que el GRB 160625B comparte similitudes con los eventos más luminosos de la era de LAT y anteriores, siendo esto consistente con el hecho de que el GRB 160625B es uno de los más energéticos.

Parte III

APÉNDICE

A

CÁLCULOS

A.1 CURVA DE LUZ DE SINCROTRÓN EN MEDIO INTERESTELAR PARA UN CHOQUE HACIA ADELANTE

A.1.1 *Enfriamiento Lento*

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu, \max} & \nu_m > \nu \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu, \max} & \nu_c > \nu > \nu_m \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu, \max} & \nu > \nu_c \end{cases} \quad (108)$$

Se sustituyen aquí las energías de quiebre (41), (42) y (43) para cada caso.

A.1.2 $\nu_m > \nu$

$$\begin{aligned} F_\nu &= \nu^{1/3} \left[\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{q_e m_p^2}{\pi m_e^3 c^{5/2}} \frac{(p-2)^2}{(p-1)^2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1} \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} E^{1/2} t^{-3/2} \right]^{-1/3} \\ &\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\ &= \nu^{1/3} \left[\left(\sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{-1/3} \frac{\pi^{1/3} m_e c^{5/6}}{q_e^{1/3} m_p^{2/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1/6} \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{-1/6} E^{-1/6} t^{1/2} \right] \\ &\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\ &= \nu^{1/3} \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{-1/3} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \right) \frac{\pi^{1/3} m_e^2 \sigma_T}{q_e^{4/3} m_p^{-7/6} c^{11/6}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{5/6} \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{1/3} n_f^{1/2} D^{-2} E^{5/6} t^{1/2} \end{aligned}$$

A.1.3 $\nu_c > \nu > \nu_m$

$$\begin{aligned}
F_\nu &= \nu^{-(p-1)/2} \left[\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{q_e m_p^2}{\pi m_e^3 c^{5/2}} \frac{(p-2)^2}{(p-1)^2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1} \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} E^{1/2} t^{-3/2} \right]^{\frac{(p-1)}{2}} \\
&\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\
&= \nu^{-(p-1)/2} \left[\left(\sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{\frac{(p-1)}{2}} \frac{q_e^{(p-1)/2} m_p^{p-1}}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{3(p-1)/2} c^{5(p-1)/4}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{\frac{(p-1)}{4}} \right. \\
&\quad \left. \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{(p-1)/4} E^{(p-1)/4} t_\gamma^{-3(p-1)/4} \right] \\
&\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\
&= \nu^{-(p-1)/2} \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{(p-1)/2} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \right) \frac{q_e^{(p-3)/2} m_p^{(2p-3)/2} \sigma_T}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{(3p-5)/2} c^{(5p-9)/4}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \\
&\quad \left(\frac{1+z}{2} \right)^{(p-5)/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{(p+1)/4} n_f^{1/2} D^{-2} E^{(p+3)/4} t_\gamma^{-3(p-1)/4}
\end{aligned}$$

A.1.4 $v > v_c$

$$\begin{aligned}
F_\nu &= \nu^{-p/2} \left(\frac{\nu_c}{\nu_m} \right)^{-(p-1)/2} \left[\frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{q_e m_e c^{1/2}}{m_p \sigma_T^2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1/2} \epsilon_{B,f}^{-3/2} n_f^{-1} E^{-1/2} t_\gamma^{-1/2} \right]^{p/2} F_{\nu, max} \\
&= \nu^{-p/2} \left[\frac{3}{16} \frac{\pi m_e^4 c^3}{m_p^3 \sigma_T^2} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1} \epsilon_{e,f}^{-2} \epsilon_{B,f}^{-2} n_f^{-1} E^{-1} t_\gamma \right]^{-(p-1)/2} \\
&\quad \left[\frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{q_e m_e c^{1/2}}{m_p \sigma_T^2} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-1/2} \epsilon_{B,f}^{-3/2} n_f^{-1} E^{-1/2} t_\gamma^{-1/2} \right]^{p/2} \\
&\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\
&= \nu^{-p/2} \left[\left(\frac{16}{3} \right)^{(p-1)/2} \frac{m_p^{3(p-1)/2} \sigma_T^{p-1}}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{2(p-1)} c^{3(p-1)/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{(p-1)/2} \right. \\
&\quad \left. \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{p-1} n_f^{(p-1)/2} E^{(p-1)/2} t_\gamma^{-(p-1)/2} \right] \\
&\quad \left[\left(\frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \right)^{p/2} \frac{q_e^{p/2} m_e^{p/2} c^{p/4}}{m_p^{p/2} \sigma_T^p} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{-p/4} \epsilon_{B,f}^{-3p/4} n_f^{-p/2} E^{-p/4} t_\gamma^{-p/4} \right] \\
&\quad \left[\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \frac{m_e c \sigma_T}{m_p^{1/2} q_e} \left(\frac{1+z}{2} \right) \epsilon_{B,f}^{1/2} n_f^{1/2} D^{-2} E \right] \\
&= \nu^{-p/2} \left(\frac{16}{3} \right)^{(p-1)/2} \left(\frac{9}{32} \sqrt{\frac{2}{3}} \right)^{p/2} \left(\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \right) \frac{q_e^{(p-2)/2} m_p^{p-2}}{\pi^{(p-1)/2} m_e^{3(p-2)/2} c^{5(p-2)/4}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \\
&\quad \left(\frac{1+z}{2} \right)^{(p+2)/4} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{(p-2)/4} D^{-2} E^{(p+2)/4} t_\gamma^{-(3p-2)/4}
\end{aligned}$$

A.2 CURVAS DE LUZ DE SINCROTRÓN EN MEDIO INTERESTELAR PARA UN CHOQUE HACIA ADELANTE DESPUÉS DEL JET BREAK

A.2.1 Enfriamiento lento

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu, \max} & \nu_m > \nu \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu, \max} & \nu_c > \nu > \nu_m \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu, \max} & \nu > \nu_c \end{cases} \quad (109)$$

Sustituyendo aquí las energías de quiebre (50), (51) y (52) para después del *jet break* se obtiene para cada caso:

A.2.2 $\nu_m > \nu$

$$\begin{aligned} F_\nu &= \nu^{1/3} \nu_m^{-1/3} F_{\nu, \max} \\ &= \nu^{1/3} \left[\frac{2\sqrt{2}}{\pi^{7/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{2/3} \frac{q_e m_p^{11/6}}{m_e^3 c^{10/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z)^2 \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{-1/6} E^{2/3} t^{-2} \right]^{-1/3} \\ &\quad \left[\frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{4/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1} \right] \\ &= \nu^{1/3} \left[(2\sqrt{2})^{-1/3} \frac{q_e^{-1/3} m_p^{-11/8}}{\pi^{-7/18} m_e^{-1/9} c^{-10/9}} \left(\frac{17}{128} \right)^{-2/9} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} (1+z)^{-1/3} \right. \\ &\quad \left. \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{-1/6} n^{1/18} E^{-2/6} t^{2/3} \right] \\ &\quad \left[\frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{4/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1} \right] \\ F_\nu &= \nu^{1/3} \frac{1}{12} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/9} \frac{m_e^{10/9} \sigma_T}{q_e^{4/3} m_p^{13/9} \pi^{4/9} c^{2/9}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} (1+z)^{5/3} \epsilon_{e,f}^{-2/3} \epsilon_{B,f}^{1/3} n^{2/9} D^{-2} E^{10/9} t^{-1/3} \end{aligned} \quad (110)$$

A.2.3 $v_c > v > v_m$

$$\begin{aligned}
F_\nu &= \nu^{-(p-1)/2} v_m^{(p-1)/2} F_{\nu, \max} \\
&= \nu^{-(p-1)/2} \left[\frac{2\sqrt{2}}{\pi^{7/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{2/3} \frac{q_e m_p^{11/6}}{m_e^3 c^{10/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 (1+z) \epsilon_{e,f}^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{-1/6} E^{2/3} t^{-2} \right]^{(p-1)/2} \\
&\quad \left[\frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{4/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1} \right] \\
&= \nu^{-(p-1)/2} \left[\frac{(2\sqrt{2})^{(p-1)/2}}{\pi^{7(p-1)/12}} \frac{q_e^{p-1/2} m_p^{11(p-1)/12}}{m_e^{3(p-1)/2} c^{5(p-1)/3}} \left(\frac{17}{128} \right)^{(p-1)/3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{(p-1)} (1+z)^{(p-1)/2} \right. \\
&\quad \left. \epsilon_{e,f}^{(p-1)} \epsilon_{B,f}^{(p-1)/4} n^{-(p-1)/12} E^{(p-1)/3} t^{-(p-1)} \right] \\
&\quad \left[\frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{4/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1} \right] \\
F_\nu &= \nu^{-(p-1)/2} \frac{2^{(p-1)/2} (\sqrt{2})^{(p+1)/2}}{12} \left(\frac{17}{128} \right)^{p/3} \frac{q_e^{(p-3)/2} m_p^{(33p-38)/6} \sigma_T}{m_e^{(3p-5)/2} c^{(5p-9)/3} \pi^{(7p-17)/2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{(p-1)} (1+z)^{(3+p)/2} \\
&\quad \epsilon_{e,f}^{(p-1)} \epsilon_{B,f}^{(p+1)/4} n^{(3-p)/12} D^{-2} E^{3+p/3} t^{-p} \tag{111}
\end{aligned}$$

A.2.4 $v > v_c$

$$\begin{aligned}
F_v &= (v_c/v_m)^{-(p-1)/2} (v/v_c)^{-p/2} F_{v,max} = v^{-p/2} v_c^{1/2} v_m^{(p-1)/2} F_{v,max} \\
&= v^{-p/2} \left[\frac{3(2)^{1/4} (17)^{1/3}}{128^{-1/6} \pi^{1/12}} \frac{m_e^{1/2} q_e^{1/2}}{m_p^{-5/12} \sigma_T c^{2/3}} (1+z)^{-1/2} \epsilon_{B,f}^{-3/4} n^{-5/12} E^{-1/3} \right] \\
&\quad \left[\frac{(2\sqrt{2})^{(p-1)/2} q_e^{p-1/2} m_p^{11(p-1)/12}}{\pi^{7(p-1)/12} m_e^{3(p-1)/2} c^{5(p-1)/3}} \left(\frac{17}{128} \right)^{(p-1)/3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{(p-1)} (1+z)^{(p-1)/2} \right. \\
&\quad \left. \epsilon_{e,f}^{(p-1)} \epsilon_{B,f}^{(p-1)/4} n^{-(p-1)/12} E^{(p-1)/3} t^{-(p-1)} \right] \\
&\quad \left[\frac{\sqrt{2}}{12\pi^{5/6}} \left(\frac{17}{128} \right)^{1/3} \frac{m_e c^{4/3} \sigma_T}{m_p^{5/6} q_e} (1+z)^2 \epsilon_{B,f}^{1/2} n^{1/6} D^{-2} E^{4/3} t^{-1} \right] \\
F_v &= v^{-p/2} \frac{(2)^{3p/4}}{4\pi^{7p+4/12}} \frac{(17)^{p+1/3}}{(128)^{2p-1/6}} \frac{m_e^{6-3p/2} q_e^{p-2/2}}{m_p^{16-11p/12} c^{5p-7/3}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} (1+z)^{p+2/2} \epsilon_{e,f}^{p-1} \epsilon_{B,f}^{p-2/4} \\
&\quad n^{-(p+2)/12} D^{-2} E^{p+2/2} t^{-p}
\end{aligned}$$

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Ackermann, M, Ajello, M, Asano, K, Baldini, Luca, Barbiellini, G, Baring, MG, Bastieri, D, Bellazzini, R, Blandford, RD, Bonamente, E y col. «Multiwavelength observations of GRB 110731A: GeV emission from onset to afterglow». En: *The Astrophysical Journal* 763.2 (2013), pág. 71.
- [2] Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K. y Atwood. «Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A». En: *Science* 343 (ene. de 2014), págs. 42-47. DOI: [10.1126/science.1242353](https://doi.org/10.1126/science.1242353). arXiv: [1311.5623](https://arxiv.org/abs/1311.5623) [astro-ph.HE].
- [3] Akerlof, C. y col. «Observation of contemporaneous optical radiation from a γ -ray burst». En: 398 (abr. de 1999), págs. 400-402. DOI: [10.1038/18837](https://doi.org/10.1038/18837). eprint: [astro-ph/9903271](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9903271).
- [4] Atteia, J-L, Barat, C, Hurley, K, Niel, M, Vedrenne, G, Evans, WD, Fenimore, EE, Klebesadel, RW, Laros, JG, Cline, T y col. «A second catalog of gamma-ray bursts-1978-1980 localizations from the interplanetary network». En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 64 (1987), págs. 305-317.
- [5] Atwood, WB, Abdo, Aous A, Ackermann, Markus, Althouse, W, Anderson, B, Axelsson, M, Baldini, Luca, Ballet, J, Band, DL, Barbiellini, Guido y col. «The large area telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission». En: *The Astrophysical Journal* 697.2 (2009), pág. 1071.
- [6] Band, DL, Ford, LA, Matteson, JL, Briggs, M, Pacieras, W, Pendleton, G, Preece, R, Palmer, D, Teegarden, B y Schaefer, B. «BATSE Gamma-Ray Burst Line Search: II. Bayesian Consistency Methodology». En: *arXiv preprint astro-ph/9405009* (1994).
- [7] Barthelmy, SD, Cline, TL, Gehrels, N, Bialas, TG, Robbins, MA, Kuyper, JR, Fishman, GJ, Kouveliotou, C y Meegan, CA. «BACODINE The real-time BATSE gamma-ray burst coordinates distribution network». En: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 307. 1. AIP. 1994, págs. 643-647.
- [8] Barthelmy, Scott D. «The burst Alert Telescope (BAT) on the Swift MIDEX mission». En: *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII*. Vol. 5165. International Society for Optics y Photonics. 2004, págs. 175-190.
- [9] Bloom, JS, Kulkarni, SR, Djorgovski, SG, Eichelberger, AC, Cote, P, Blakeslee, JP, Odewahn, SC, Harrison, FA, Frail, DA, Filippenko, AV y col. «The unusual afterglow of the γ -ray burst of 26 March 1998 as evidence for a supernova connection». En: *Nature* 401.6752 (1999), pág. 453.
- [10] Bloom, JS, Djorgovski, SG y Kulkarni, SR. «The redshift and the ordinary host galaxy of GRB 970228». En: *The Astrophysical Journal* 554.2 (2001), pág. 678.
- [11] Bloom, Joshua S, Djorgovski, SG, Kulkarni, SR y Frail, DA. «The host galaxy of GRB 970508». En: *The Astrophysical Journal Letters* 507.1 (1998), pág. L25.
- [12] Brainerd, JJ y Lamb, DQ. «Synchrotron emission and gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 313 (1987), págs. 231-262.

- [13] Brun, Rene y Rademakers, Fons. «ROOT — An object oriented data analysis framework». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V, págs. 81 -86. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
- [14] Burns, E. «GRB 160625B: Fermi GBM initial observations.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19581, #1 (2016)* 19581 (2016).
- [15] Burrows, David N, Hill, Joanne E, Nousek, John A, Kennea, JA, Wells, A, Osborne, JP, Abbey, AF, Beardmore, A, Mukerjee, K, Short, ADT y col. «The Swift X-ray telescope». En: *Space science reviews* 120.3-4 (2005), págs. 165-195.
- [16] Campana, Sergio, Mangano, Vanessa, Blustin, AJ, Brown, P, Burrows, David N, Chincarini, Guido, Cummings, JR, Cusumano, Giancarlo, Della Valle, Massimo, Malesani, Daniele y col. «The association of GRB 060218 with a supernova and the evolution of the shock wave». En: *Nature* 442.7106 (2006), pág. 1008.
- [17] Castor, J, McCray, R y Weaver, R. «Interstellar bubbles». En: *The Astrophysical Journal* 200 (1975), págs. L107-L110.
- [18] Chevalier, Roger A y Li, Zhi-Yun. «Wind interaction models for gamma-ray burst afterglows: the case for two types of progenitors». En: *The Astrophysical Journal* 536.1 (2000), pág. 195.
- [19] Chincarini, G, Moretti, A, Romano, P, Falcone, AD, Morris, D, Racusin, J, Campana, S, Covino, S, Guidorzi, C, Tagliaferri, G y col. «The first survey of X-ray flares from gamma-ray bursts observed by Swift: temporal properties and morphology». En: *The Astrophysical Journal* 671.2 (2007), pág. 1903.
- [20] Costa, E, Feroci, M, Frontera, F, Zavattini, G, Nicastro, L, Palazzi, E, Spoliti, G, Di Ciolo, L, Coletta, A, D'Andreta, G y col. «GRB 970228». En: *International Astronomical Union Circular* 6572 (1997).
- [21] Covino, Stefano, Lazzati, Davide, Ghisellini, Gabriele, Saracco, Paolo, Campana, Sergio, Chincarini, Guido, Di Serego, Sperello, Cimatti, Andrea, Vanzi, Leonardo, Pasquini, Luca y col. «GRB 990510: linearly polarized radiation from a fireball». En: *arXiv preprint astro-ph/9906319* (1999).
- [22] Dado, Shlomo, Dar, Arnon y De Rujula, Alvaro. «What we learn from the afterglow of GRB 021211». En: *The Astrophysical Journal* 593.2 (2003), pág. 961.
- [23] Dado, Shlomo, Dar, Arnon y De Rujula, Alvaro. «On the origin of X-ray flashes». En: *Astronomy & Astrophysics* 422.2 (2004), págs. 381-389.
- [24] Della Valle, M, Malesani, Daniele, Benetti, S, Testa, V, Hamuy, M, Antonelli, LA, Chincarini, G, Coccozza, G, Covino, S, D'Avanzo, P y col. «Evidence for supernova signatures in the spectrum of the late-time bump of the optical afterglow of GRB 021211». En: *Astronomy & Astrophysics* 406.2 (2003), págs. L33-L37.
- [25] Dezalay, J-P, Barat, C, Talon, R, Sunyaev, R, Terekhov, O y Kuznetsov, A. «Short cosmic events: A subset of classical GRBs?» En: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 265. 1. AIP. 1991, págs. 304-309.

- [26] Dirirsa, F., Vianello, G., Racusin, J. y Axelsson, M. «GRB 160625B: Fermi-LAT refined analysis.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19586, #1 (2016)* 19586 (2016).
- [27] Djorgovski, SG, Kulkarni, SR, Bloom, JS y Frail, DA. «GRB 970228: redshift and properties of the host galaxy.» En: *GRB Coordinates Network* 289 (1999).
- [28] Fan, YZ, Wei, DM y Wang, CF. «The very early afterglow powered by ultra-relativistic mildly magnetized outflows». En: *Astronomy & Astrophysics* 424.2 (2004), págs. 477-484.
- [29] Fan, Yi-Zhong, Piran, Tsvi y Xu, Dong. «The interpretation and implication of the afterglow of GRB 060218». En: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2006.09 (2006), pág. 013.
- [30] Fenimore, EE, Laros, JG, Klebesadel, RW, Stockdale, RE y Kane, SR. «On the interpretation of gamma-ray burst continua and possible cyclotron absorption lines». En: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 77. 1. AIP. 1982, págs. 201-209.
- [31] Fenimore, EE, Klebesadel, RW, Laros, JG, Stockdale, RE y Kane, SR. « γ -ray sources as comptonized X-ray sources». En: *Nature* 297.5868 (1982), págs. 665-667.
- [32] Fox, DW. «GRB021004: optical afterglow.» En: *GRB Coordinates Network* 1564 (2002).
- [33] Fox, DW, Price, PA, Soderberg, AM, Berger, Edo, Kulkarni, Shrinivas R, Sari, R, Frail, Dale A, Harrison, FA, Yost, SA, Matthews, K y col. «Discovery of early optical emission from GRB 021211». En: *The Astrophysical Journal Letters* 586.1 (2003), pág. L5.
- [34] Fox, Derek B, Frail, Dale A, Price, Paul Antony, Kulkarni, Shrinivas R, Berger, Edo, Piran, T, Soderberg, AM, Cenko, Stephen B, Cameron, PB, Gal-Yam, Avishay y col. «The afterglow of GRB 050709 and the nature of the short-hard γ -ray bursts». En: *Nature* 437.7060 (2005), pág. 845.
- [35] Fraija, N. «GRB 110731A: Early Afterglow in Stellar Wind Powered By a Magnetized Outflow». En: *The Astrophysical Journal* 804.2 (2015), pág. 105. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/804/i=2/a=105>.
- [36] Fraija, N., Lee, W. y Veres, P. «Modeling the Early Multiwavelength Emission in GRB130427A». En: *The Astrophysical Journal* 818.2 (2016), pág. 190. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/818/i=2/a=190>.
- [37] Fraija, N, Veres, P, Zhang, BB, Duran, R Barniol, Becerra, RL, Zhang, B, Lee, WH, Watson, AM, Ordaz-Salazar, C y Galvan-Gamez, A. «Theoretical Description of GRB 160625B with Wind-to-ISM Transition and Implications for a Magnetized Outflow». En: *The Astrophysical Journal* 848.1 (2017), pág. 15.
- [38] Fraija, Nissim, Gonzalez, M Magdalena y Lee, William H. «Synchrotron Self-Compton Emission as the Origin of the Gamma-Ray Afterglow Observed in GRB 980923». En: *The Astrophysical Journal* 751.1 (2012), pág. 33.
- [39] Fraija, Nissim, Lee, William H, Veres, Peter y Duran, R Barniol. «Modeling the Early Afterglow in the Short and Hard GRB 090510». En: *The Astrophysical Journal* 831.1 (2016), pág. 22.

- [40] Frail, Dale A, Kulkarni, SR, Sari, R, Djorgovski, SG, Bloom, JS, Galama, TJ, Reichart, DE, Berger, E, Harrison, FA, Price, PA y col. «Beaming in gamma-ray bursts: evidence for a standard energy reservoir». En: *The Astrophysical Journal Letters* 562.1 (2001), pág. L55.
- [41] Frontera, F, Costa, E, Dal Fiume, D, Feroci, M, Nicastro, L, Orlandini, M, Palazzi, E y Zavattini, G. «The high energy instrument PDS on-board the BeppoSAX X-ray astronomy satellite». En: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 122.2 (1997), págs. 357-369.
- [42] Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., Doi, M., Shimasaku, K. y Schneider, D. P. «The Sloan Digital Sky Survey Photometric System». En: 111 (abr. de 1996), pág. 1748. DOI: [10.1086/117915](https://doi.org/10.1086/117915).
- [43] Galama, TJo, Vreeswijk, PM, Van Paradijs, J, Kouveliotou, C, Augusteijn, T, Bönhardt, H, Brewer, JP, Doublier, V, Gonzalez, J-F, Leibundgut, B y col. «An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998». En: *nature* 395.6703 (1998), pág. 670.
- [44] Gao, Shan, Kashiyama, Kazumi y Mészáros, Peter. «On the neutrino non-detection of GRB 130427A». En: *The Astrophysical Journal Letters* 772.1 (2013), pág. L4.
- [45] Gendre, Bruce, Galli, A y Piro, L. «On the nature of X-ray flashes in the SWIFT era». En: *Astronomy & Astrophysics* 465.1 (2007), págs. L13-L16.
- [46] Gilman, DAVID, Metzger, ALBERT E, Parker, RICHARD H, Evans, LARRY G y Trombka, JACOB I. «The distance and spectrum of the Apollo gamma-ray burst». En: *The Astrophysical Journal* 236 (1980), págs. 951-957.
- [47] Granot, Jonathan, Piran, Tsvi y col. «Synchrotron self-absorption in gamma-ray burst afterglow». En: *The Astrophysical Journal* 527.1 (1999), pág. 236.
- [48] Greiner, Jochen, Klose, Sylvio, Reinsch, Klaus, Schmid, Hans Martin, Hartmann, Dieter H, Kouveliotou, Chryssa, Rau, Arne, Palazzi, Eliana, Straubmeier, Christian, Stecklum, Bringfried y col. «Evolution of the polarization of the optical afterglow of the γ -ray burst GRB030329». En: *Nature* 426.6963 (2003), pág. 157.
- [49] Groot, Paul J, Galama, Titus J, Paradijs, Jan van, Kouveliotou, Chryssa, Wijers, RAMJ, Bloom, J, Tanvir, N, Vanderspek, R, Greiner, J, Castro-Tirado, AJ y col. «A search for optical afterglow from GRB 970828». En: *The Astrophysical Journal Letters* 493.1 (1998), pág. L27.
- [50] HARTMANN, DIETER. «Gamma-ray Burst Theory». En: *Annals of the New York Academy of Sciences* 647.1 (1991), págs. 575-586.
- [51] Harrington, J. D., Harris, David y Cominsky, Lynn. *Fermi Spacecraft and Instruments*. 2008. URL: <https://www.nasa.gov/content/goddard/fermi-spacecraft-and-instruments> (visitado 22-08-2018).
- [52] Harrison, PA, Lyne, AG y Anderson, B. «New determinations of the proper motions of 44 pulsars». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 261.1 (1993), págs. 113-124.
- [53] He, Hao-Ning, Wu, Xue-Feng, Toma, Kenji, Wang, Xiang-Yu y Mészáros, Peter. «On the high-energy emission of the short GRB 090510». En: *The Astrophysical Journal* 733.1 (2011), pág. 22.

- [54] Hjorth, Jens, Sollerman, Jesper, Møller, Palle, Fynbo, Johan PU, Woosley, Stan E, Kouveliotou, Chryssa, Tanvir, Nial R, Greiner, Jochen, Andersen, Michael I, Castro-Tirado, Alberto J y col. «A very energetic supernova associated with the γ -ray burst of 29 March 2003». En: *Nature* 423.6942 (2003), pág. 847.
- [55] Hurley, K. «Cosmic gamma-ray bursts». En: *Cosmic Gamma Rays, Neutrinos, and Related Astrophysics*. Springer, 1989, págs. 337-379.
- [56] Hurley, K, Li, P, Laros, J, Fishman, G, Kouveliotou, C y Meegan, C. «The first search for a gamma-ray burst quiescent counterpart in the extreme ultraviolet with EUVE». En: *The Astrophysical Journal* 445 (1995), págs. 348-350.
- [57] Imhof, WL, Nakano, GH, Johnson, RG, Kilner, JR, Regan, JB, Klebesadel, RW y Strong, IB. «Spectra measurements of a cosmic gamma-ray burst with fast time resolution». En: *The Astrophysical Journal* 191 (1974), pág. L7.
- [58] Jager, R, Mels, WA, Brinkman, AC, Galama, MY, Goulooze, H, Heise, J, Lowes, P, Muller, JM, Naber, A, Rook, A y col. «The wide field cameras onboard the BeppoSAX x-ray astronomy satellite». En: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 125.3 (1997), págs. 557-572.
- [59] Jennings, Mark C. «The gamma-ray burst spatial distribution $\log N(S)$ vs $\log s$ and $N(S, \text{III, bII})$ vs s ». En: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 115. 1. AIP. 1984, págs. 412-421.
- [60] Kann, David A, Masetti, N y Klose, S. «The prompt optical/near-infrared flare of GRB 050904: the most luminous transient ever detected». En: *The Astronomical Journal* 133.3 (2007), pág. 1187.
- [61] Klebesadel, Ray W, Strong, Ian B y Olson, Roy A. «Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin». En: *The Astrophysical Journal* 182 (1973), pág. L85.
- [62] Kobayashi, Shiho. «Light curves of gamma-ray burst optical flashes». En: *The Astrophysical Journal* 545.2 (2000), pág. 807.
- [63] Kobayashi, Shiho y Zhang, Bing. «GRB 021004: reverse shock emission». En: *The Astrophysical Journal Letters* 582.2 (2002), pág. L75.
- [64] Kobayashi, Shiho y Zhang, Bing. «Early optical afterglows from wind-type gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 597.1 (2003a), pág. 455.
- [65] Kobayashi, Shiho y Zhang, Bing. «GRB 021004: reverse shock emission». En: *The Astrophysical Journal Letters* 582.2 (2003b), pág. L75.
- [66] Kobayashi, Shiho y Zhang, Bing. «The onset of gamma-ray burst afterglow». En: *The Astrophysical Journal* 655.2 (2007), pág. 973.
- [67] Kouveliotou, Chryssa, Meegan, Charles A, Fishman, Gerald J, Bhat, Narayana P, Briggs, Michael S, Koshut, Thomas M, Paciesas, William S y Pendleton, Geoffrey N. «Identification of two classes of gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 413 (1993), págs. L101-L104.
- [68] Kouveliotou, Chryssa, Preece, Robert, Bhat, Narayana, Fishman, Gerald J, Meegan, Charles A, Horack, John M, Briggs, Michael S, Paciesas, William S, Pendleton, Geoffrey N, Band, David y col. «BATSE observations of the very intense gamma-ray burst GRB 930131». En: *The Astrophysical Journal* 422 (1994), págs. L59-L62.

- [69] Kumar, Pawan y Panaitescu, Alin. «Afterglow emission from naked gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal Letters* 541.2 (2000), pág. L51.
- [70] Kumar, Pawan y Panaitescu, Alin. «A unified treatment of the gamma-ray burst 021211 and its afterglow». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 346.3 (2003), págs. 905-914.
- [71] Kumar, Pawan y Zhang, Bing. «The physics of gamma-ray bursts and relativistic jets». En: *arXiv preprint arXiv:1410.0679* (2014).
- [72] MacFadyen, AI y Woosley, SE. «Collapsars: Gamma-ray bursts and explosions in “failed supernovae”». En: *The Astrophysical Journal* 524.1 (1999), pág. 262.
- [73] Martin-Carrillo, A. y col. «GRB 120711A: an intense INTEGRAL burst with long-lasting soft γ -ray emission and a powerful optical flash». En: 567, A84 (jul. de 2014), A84. DOI: [10 . 1051 / 0004 - 6361 / 201220872](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220872). arXiv: [1405 . 7396](https://arxiv.org/abs/1405.7396) [astro-ph.HE].
- [74] Mazets, EVGENII P y Golenetskii, SERGEI V. «Cosmic gamma-ray bursts». En: *Astrophysics and Space Physics Reviews* 1 (1981), págs. 205-266.
- [75] Meegan, Charles, Lichti, Giselher, Bhat, PN, Bissaldi, Elisabetta, Briggs, Michael S, Connaughton, Valerie, Diehl, Roland, Fishman, Gerald, Greiner, Jochen, Hoover, Andrew S y col. «The Fermi gamma-ray burst monitor». En: *The Astrophysical Journal* 702.1 (2009), pág. 791.
- [76] Melandri, A., D’Avanzo, P., D’Elia, V., Burrows, D. N., Roegiers, T. G. R., McCauley, L. M., Gibson, S. L., Osborne, J. P. y Evans, P. A. «GRB 160625B: Swift-XRT afterglow detection.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19585, #1 (2016)* 19585 (2016).
- [77] Mészáros, P y Rees, Martin J. «Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 476.1 (1997), pág. 232.
- [78] Mészáros, P y Rees, Martin J. «Poynting jets from black holes and cosmological gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal Letters* 482.1 (1997), pág. L29.
- [79] Mészáros, P, Rees, Martin J y Wijers, RAMJ. «Viewing angle and environment effects in gamma-ray bursts: sources of afterglow diversity». En: *The Astrophysical Journal* 499.1 (1998), pág. 301.
- [80] Myers, J. D. *Swift’s Ultraviolet/Optical Telescope (UVOT)*. [Accedido 15-11-2018]. 2006. URL: https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/uvot_desc.html.
- [81] Norris, JP, Cline, TL, Desai, UD y Teegarden, BJ. «Frequency of fast, narrow gamma-ray bursts and burst classification». En: *AIP Conference Proceedings*. Vol. 115. 1. AIP. 1984, págs. 367-372.
- [82] O’Brien, Paul T, Willingale, Richard, Osborne, Julian P y Goad, Michael R. «Early multi-wavelength emission from gamma-ray bursts: from gamma-ray to x-ray». En: *New Journal of Physics* 8.7 (2006), pág. 121.
- [83] Paczynski, Bohdan. «Gamma-ray bursters at cosmological distances». En: *The Astrophysical Journal* 308 (1986), págs. L43-L46.

- [84] Palmer, David M, Teegarden, Bonnard J, Schaefer, Bradley E, Cline, Thomas L, Band, David L, Ford, Lyle A, Matteson, James L, Paciesas, William S, Pendleton, Geoffrey N, Briggs, Michael S y col. «BATSE gamma-ray burst line search. 1: Search for narrow lines in spectroscopy detector data». En: *The Astrophysical Journal* 433 (1994), págs. L77-L80.
- [85] Panaitescu, Alin y Kumar, P. «Fundamental physical parameters of collimated gamma-ray burst afterglows». En: *The Astrophysical Journal Letters* 560.1 (2001), pág. L49.
- [86] Perley, DA, Cenko, SB, Corsi, A, Tanvir, NR, Levan, AJ, Kann, DA, Sonbas, E, Wiersema, K, Zheng, W, Zhao, X-H y col. «The afterglow of GRB 130427A from 1 to 1016 GHz». En: *The Astrophysical Journal* 781.1 (2014), pág. 37.
- [87] Pe'er, Asaf y Wijers, Ralph AMJ. «The signature of a wind reverse shock in gamma-ray burst afterglows». En: *The Astrophysical Journal* 643.2 (2006), pág. 1036.
- [88] Piran, Tsvi. «Gamma-ray bursts and the fireball model». En: *Physics Reports* 314.6 (1999), págs. 575-667.
- [89] Piran, Tsvi. «The physics of gamma-ray bursts». En: *Rev. Mod. Phys.* 76 (4 2005), págs. 1143-1210. DOI: [10.1103/RevModPhys.76.1143](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1143). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.1143>.
- [90] Piran, Tsvi y col. «Hydrodynamic timescales and temporal structure of gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal Letters* 455.2 (1995), pág. L143.
- [91] Piran, Tsvi, Narayan, Ramesh y col. «Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows». En: *The Astrophysical Journal Letters* 497.1 (1998), pág. L17.
- [92] Racusin, JL, Karpov, SV, Sokolowski, Marcin, Granot, J, Wu, XF, Pal'Shin, V, Covino, S, Van Der Horst, AJ, Oates, SR, Schady, P y col. «Broadband observations of the naked-eye γ -ray burst GRB 080319B». En: *Nature* 455.7210 (2008), pág. 183.
- [93] Reeves, JN, Watson, D, Osborne, Julian P, Pounds, Kenneth A, O'Brien, Paul T, Short, ADT, Turner, Martin JL, Watson, Michael G, Mason, KO, Ehle, M y col. «The signature of supernova ejecta in the X-ray afterglow of the γ -ray burst 011211». En: *Nature* 416.6880 (2002), pág. 512.
- [94] Rybicki, George B y Lightman, Alan P. *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons, 2008.
- [95] Sakamoto, Takanori, Lamb, DQ, Kawai, N, Yoshida, A, Graziani, C, Fenimore, EE, Donaghy, TQ, Matsuoka, M, Suzuki, M, Ricker, G y col. «Global characteristics of X-ray flashes and X-ray-rich gamma-ray bursts observed by HETE-2». En: *The Astrophysical Journal* 629.1 (2005), pág. 311.
- [96] Sari, Re'em y Piran, Tsvi. «Cosmological gamma-ray bursts: internal versus external shocks». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 287.1 (1997), págs. 110-116.
- [97] Sari, Re'em, Piran, Tsvi y Halpern, Jules. «Jets in grbs». En: *arXiv preprint astro-ph/9903339* (1999).
- [98] Sari, Re'em y Esin, Ann A. «On the synchrotron self-Compton emission from relativistic shocks and its implications for gamma-ray burst afterglows». En: *The Astrophysical Journal* 548.2 (2001), pág. 787.

- [99] Schaefer, Bradley E, Cline, Thomas L, Hurley, Kevin C y Laros, John G. «Gamma-ray burster counterparts: Hubble Space Telescope blue and ultraviolet data». En: *The Astrophysical Journal* 489.2 (1997), pág. 693.
- [100] Shklovskii, IS y Mitrofanov, IG. «On the astronomical nature of the sources of gamma-ray bursts». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 212.3 (1985), págs. 545-551.
- [101] Smith, IA. «Tests and consequences of disk plus halo models of gamma-ray burst sources». En: *The Astrophysical Journal* 444 (1995), págs. 686-693.
- [102] Svinkin, D., Golenetskii, S., Aptekar, R., Frederiks, D., Oleynik, P., Ulanov, M., Tsvetkova, A., Lysenko, A., Kozlova, A. y Cline, T. «Konus-Wind observation of GRB 160625B.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19604, #1 (2016)* 19604 (2016).
- [103] Torii, Ken'ichi, Kato, T, Yamaoka, H, Kohmura, T, Okamoto, Y, Ohnishi, K, Kadota, K, Yoshida, S, Kinugasa, K, Kohama, M y col. «The earliest optical observations of GRB 030329». En: *The Astrophysical Journal Letters* 597.2 (2003), pág. L101.
- [104] Troja, E. y col. «GRB 160625B: RATIR Optical and NIR Afterglow Detection.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19588, #1 (2016)* 19588 (2016).
- [105] Uhm, Z Lucas y Zhang, Bing. «Fast-cooling synchrotron radiation in a decaying magnetic field and γ -ray burst emission mechanism». En: *Nature Physics* 10.5 (2014), pág. 351.
- [106] Uhm, Z. Lucas y Zhang, Bing. «On the Non-existence of a Sharp Cooling Break in Gamma-Ray Burst Afterglow Spectra». En: *The Astrophysical Journal* 780.1 (2014), pág. 82. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/780/i=1/a=82>.
- [107] Usov, VV. «Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts». En: *Nature* 357 (1992), págs. 472-474.
- [108] Vaughan, Simon, Goad, MR, Beardmore, AP, O'Brien, PT, Osborne, JP, Page, KL, Barthelmy, SD, Burrows, DN, Campana, S, Cannizzo, JK y col. «Swift observations of the X-ray-bright GRB 050315». En: *The Astrophysical Journal* 638.2 (2006), pág. 920.
- [109] Vedrenne, G. «Gamma-ray Burst Observations: Overview of Recent Results». En: *Annals of the New York Academy of Sciences* 647.1 (1991), págs. 556-574.
- [110] Vedrenne, G. y Atteia, J.L. *Gamma-Ray Bursts: The brightest explosions in the Universe*. Springer Praxis Books. Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN: 9783540390886. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=jZHSdrvzz0gC>.
- [111] Veres, Péter y Mészáros, Péter. «Single-and two-component gamma-ray burst spectra in the Fermi GBM-LAT energy range». En: *The Astrophysical Journal* 755.1 (2012), pág. 12.
- [112] Vestrand, W. T. y col. «The Bright Optical Flash and Afterglow from the Gamma-Ray Burst GRB 130427A». En: *Science* 343 (ene. de 2014), págs. 38-41. DOI: [10.1126/science.1242316](https://doi.org/10.1126/science.1242316). arXiv: [1311.5489](https://arxiv.org/abs/1311.5489) [astro-ph.HE].

- [113] Vestrand, W Thomas, Wren, JA, Wozniak, PR, Aptekar, R, Golentskii, S, Pal'Shin, V, Sakamoto, T, White, RR, Evans, S, Casperson, D y col. «Energy input and response from prompt and early optical afterglow emission in γ -ray bursts». En: *Nature* 442.7099 (2006), pág. 172.
- [114] Waxman, Eli. « γ -ray burst afterglow: confirming the cosmological fireball model». En: *The Astrophysical Journal Letters* 489.1 (1997), pág. L33.
- [115] Weaver, ROBERT, McCray, RICHARD, Castor, JOHN, Shapiro, Paul y Moore, Robert. «Interstellar bubbles. II-Structure and evolution». En: *The Astrophysical Journal* 218 (1977), págs. 377-395.
- [116] Wheeler, J Craig, Yi, Insu, Höflich, Peter y Wang, Lifan. «Asymmetric supernovae, pulsars, magnetars, and gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 537.2 (2000), pág. 810.
- [117] Wijers, Ralph AMJ, Rees, Martin J y Meszaros, Peter. «Shocked by GRB 970228: the afterglow of a cosmological fireball». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 288.4 (1997), págs. L51-L56.
- [118] Xu, D., Malesani, D., Fynbo, J. P. U., Tanvir, N. R., Levan, A. J. y Perley, D. A. «GRB 160625B: VLT/X-shooter redshift.» En: *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19600, #1 (2016)* 19600 (2016).
- [119] Zdziarski, Andrzej A y Lamb, Don Q. «Gamma-ray burst spectra from photon-deficient Compton scattering by nonthermal electrons». En: *The Astrophysical Journal* 309 (1986), págs. L79-L82.
- [120] Zhang, B.-B. y col. «Transition from fireball to Poynting-flux-dominated outflow in the three-episode GRB 160625B». En: *Nature Astronomy* 2 (ene. de 2018), págs. 69-75. DOI: [10.1038/s41550-017-0309-8](https://doi.org/10.1038/s41550-017-0309-8). arXiv: [1612.03089](https://arxiv.org/abs/1612.03089) [astro-ph.HE].
- [121] Zhang, Bing, Kobayashi, Shiho y Mészáros, Peter. «Gamma-ray burst early optical afterglows: implications for the initial Lorentz factor and the central engine». En: *The Astrophysical Journal* 595.2 (2003), pág. 950.
- [122] Zhang, Bing y Kobayashi, Shiho. «Gamma-ray burst early afterglows: reverse shock emission from an arbitrarily magnetized ejecta». En: *The Astrophysical Journal* 628.1 (2005), pág. 315.
- [123] Zhang, Bing, Fan, Yi Zhong, Dyks, Jaroslaw, Kobayashi, Shiho, Mészáros, Peter, Burrows, David N, Nousek, John A y Gehrels, Neil. «Physical processes shaping gamma-ray burst X-ray afterglow light curves: theoretical implications from the Swift X-ray telescope observations». En: *The Astrophysical Journal* 642.1 (2006), pág. 354.
- [124] Zhang, Bing y Yan, Huirong. «The internal-collision-induced magnetic reconnection and turbulence (ICMART) model of gamma-ray bursts». En: *The Astrophysical Journal* 726.2 (2010), pág. 90.